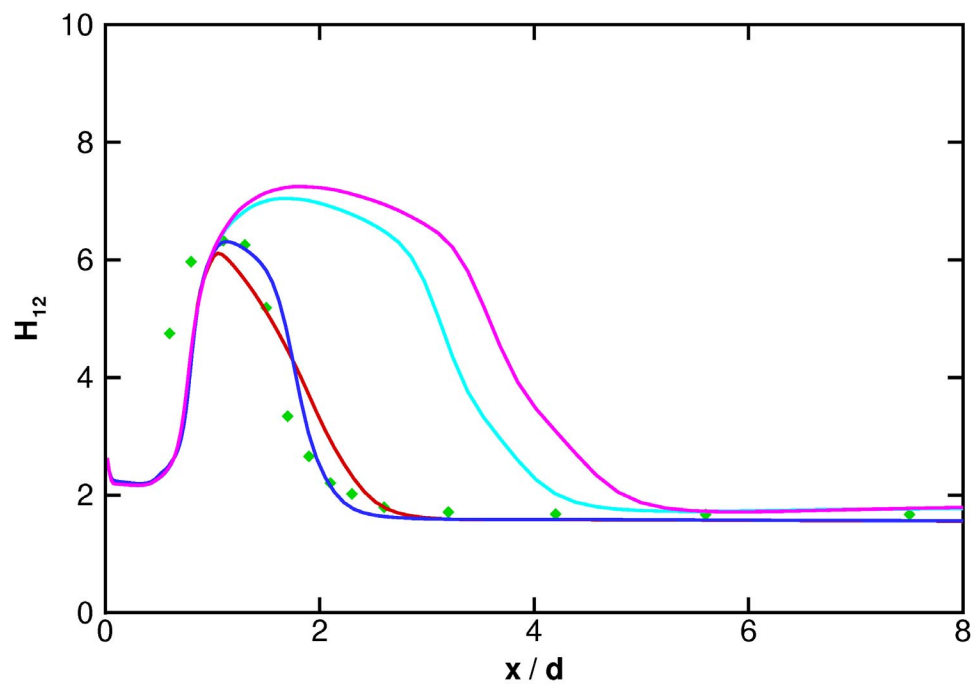
Abb. 4.43: Verlauf des Reibungsbeiwerts  $c_f$  für den Testfall T3L4Abb. 4.44: Verlauf des Formfaktors  $H_{12}$  für den Testfall T3L4

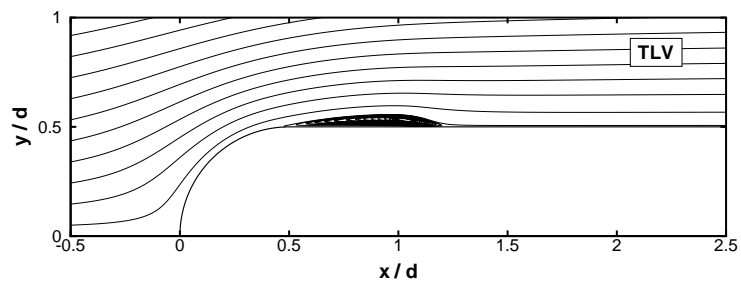


Abb. 4.45: Stromlinien für den Testfall T3L6 (TLV Modell)

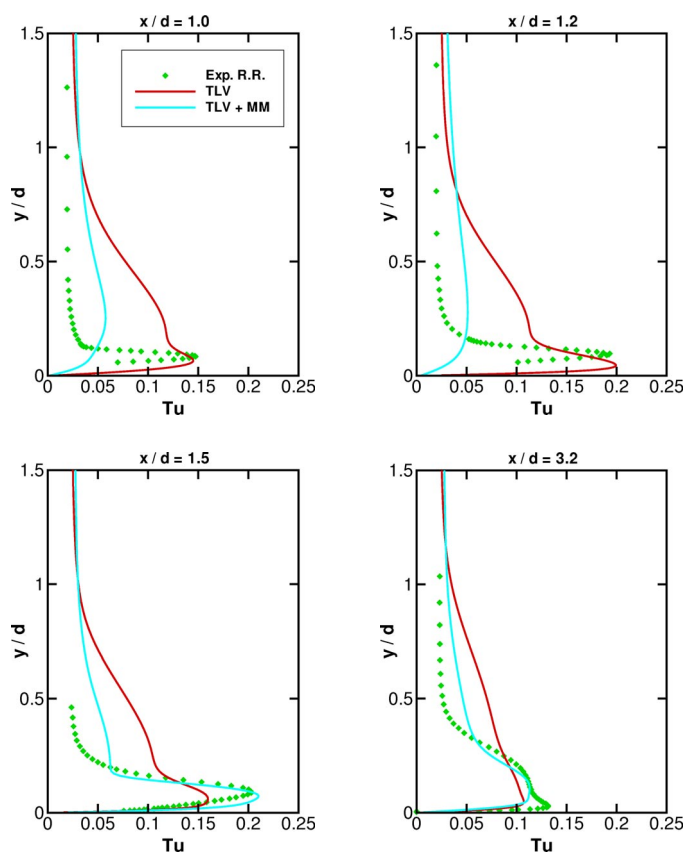


Abb. 4.46: Vom TLV/TLV+MM Modell berechnete Turbulenzgradverläufe in der Grenzschicht an vier verschiedenen Positionen für den Testfall T3L6

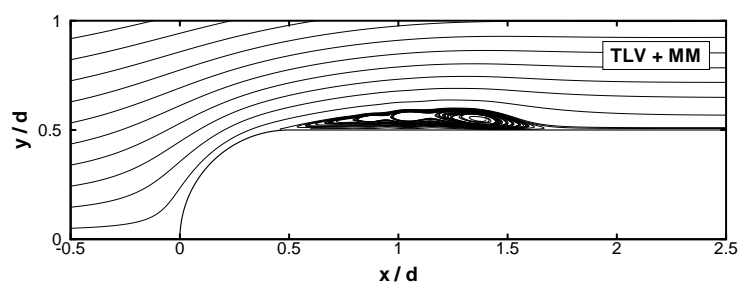


Abb. 4.47: Stromlinien für den Testfall T3L6 (TLV+MM Modell)

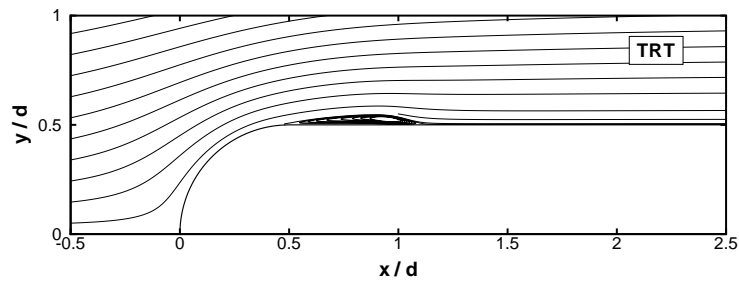


Abb. 4.48: Stromlinien für den Testfall T3L6 (TRT Modell)

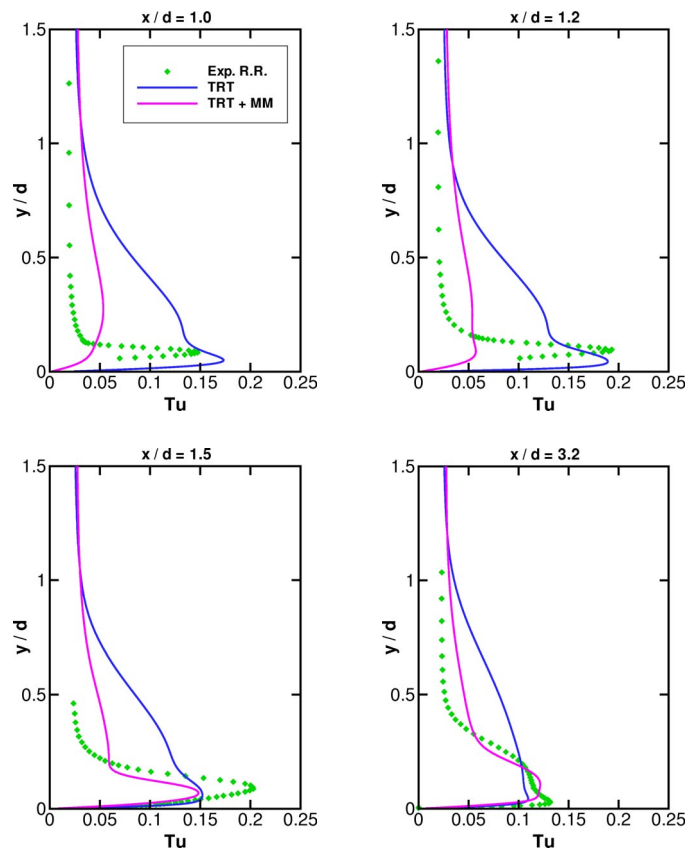


Abb. 4.49: Vom TRT/TRT+MM Modell berechnete Turbulenzgradverläufe in der Grenzschicht an vier verschiedenen Positionen für den Testfall T3L6

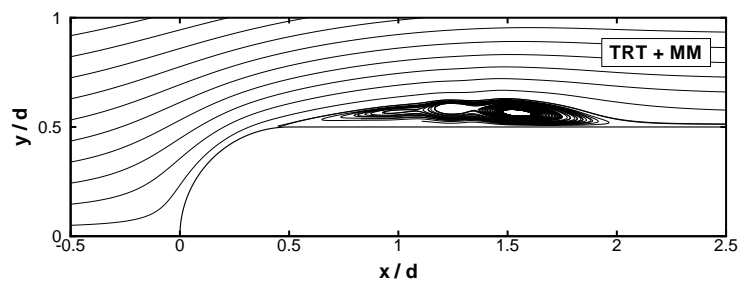


Abb. 4.50: Stromlinien für den Testfall T3L6 (TRT+MM Modell)

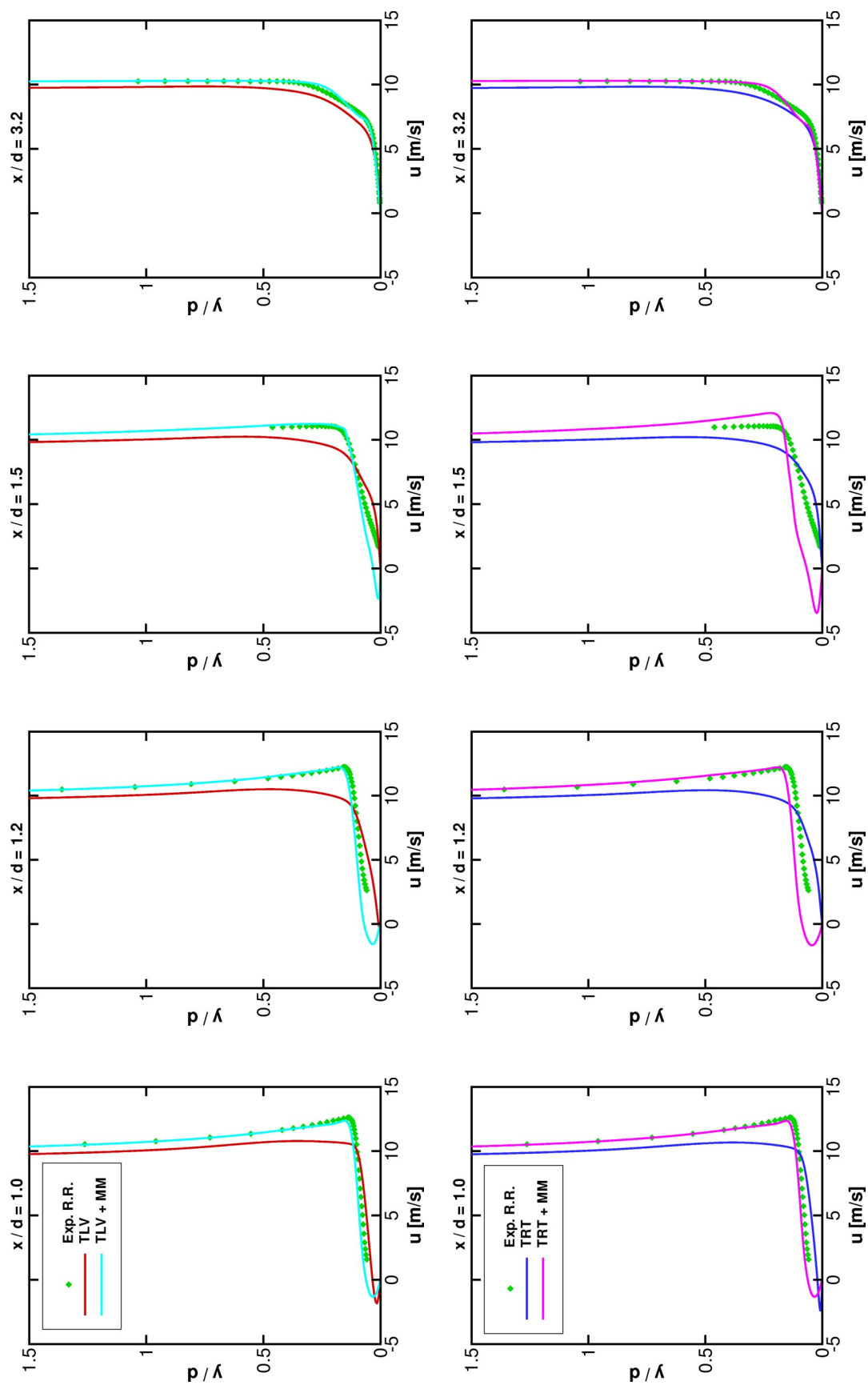
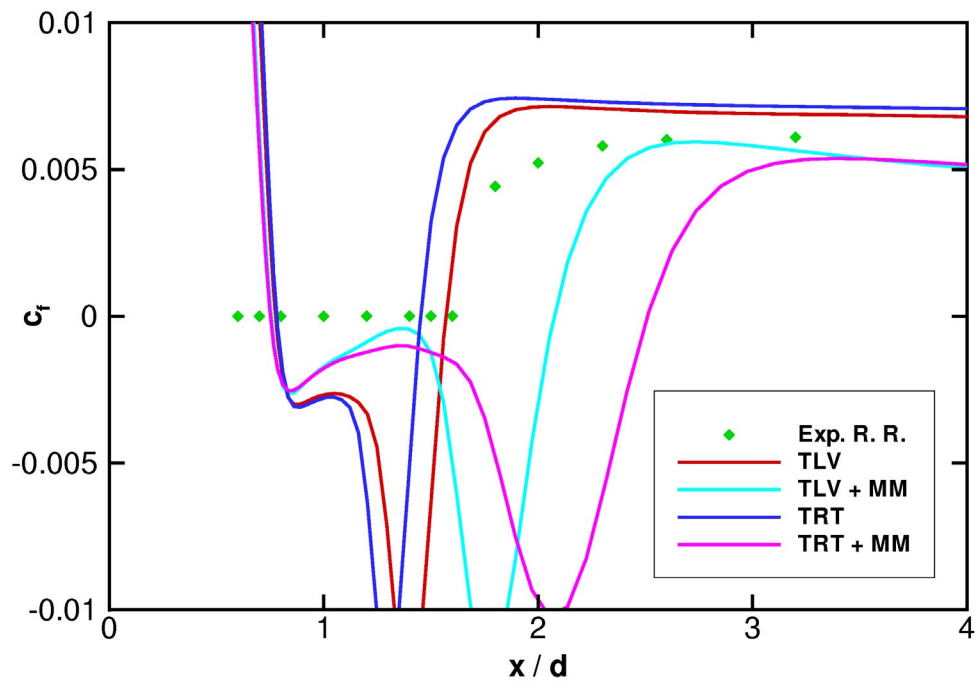
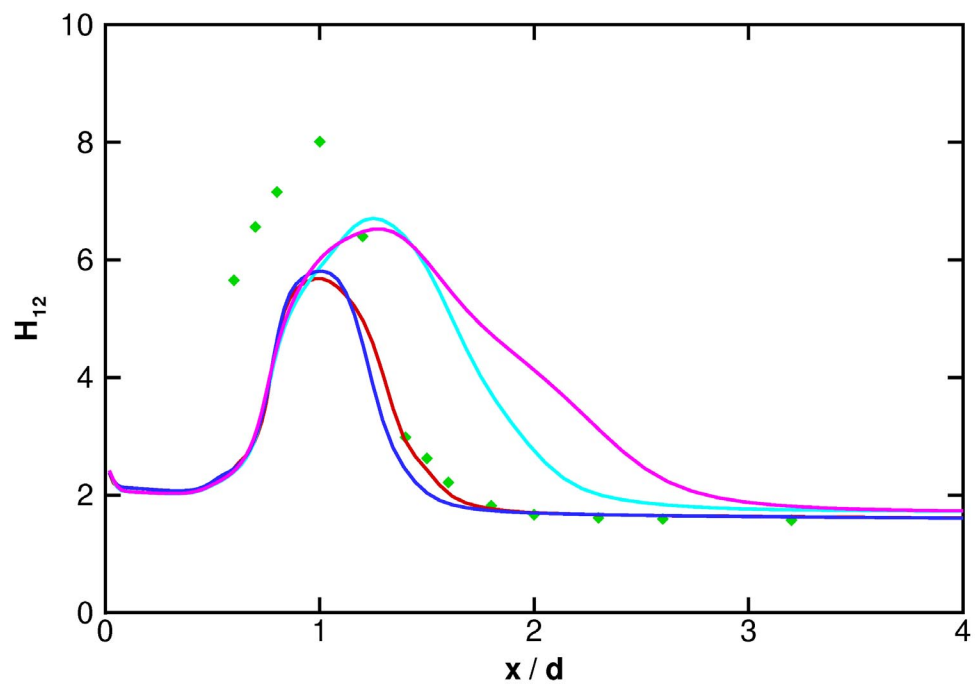


Abb. 4.51: Geschwindigkeitsprofile in der Grenzschicht für den Testfall T3L6

Abb. 4.52: Verlauf des Reibungsbeiwerts  $c_f$  für den Testfall T3L6Abb. 4.53: Verlauf des Formfaktors  $H_{12}$  für den Testfall T3L6

weiterhin vom TLV und TRT Modell sehr viel besser wiedergegeben (Abb. 4.52 und 4.53).

Wie die oben besprochenen Ergebnisse gezeigt haben, kann mit dem TLV und TRT Modell die Transition über Ablöseblasen unter stationären Strömungsbedingungen gut vorhergesagt werden. Die Ergebnisse des TLV Modells liegen dabei durchgängig noch etwas besser als die des TRT Modells. Der Einfluss sowohl der Reynoldszahl als auch des Freistromturbulenzgrads wird korrekt reproduziert. Die modifizierten Modelle (TLV+MM/TRT+MM) zeigen das gleiche Fehlverhalten wie bei der Berechnung der ebenen Platte mit C4 Vorderkante. Im Folgenden wird aus diesem Grund auf die Verwendung dieser Modellvarianten verzichtet.

Die T3L Testfälle wurden auch in anderen Arbeiten untersucht. Papanicolaou und Rodi [57] verwenden für die Modellierung der Turbulenz auch einen 2-Schichten Ansatz. Dieses Modell kombiniert das Standard  $k - \varepsilon$  Modell in der Kernströmung mit dem Norris-Reynolds Eingleichungsmodell in Wandnähe [61]. Auch die Transitionsmodellierung unterscheidet sich von den hier verwendeten Modellen. Für die Bestimmung der Ausdehnung des Umschlaggebiets wird die Intermittenzfunktion  $\gamma$  in die Wirbelviskositätsbeziehung integriert, die von Rodi und Schönung [60] speziell für die Berechnung der Transition in abgelösten Scherschichten entwickelt wurde. Die in [57] dargestellten Ergebnisse für die Testfälle T3L3 und T3L6 zeigen ähnlich gute Ergebnisse wie die hier verwendeten 2-Schichten Modelle in der unmodifizierten Version. Der Ansatz ist aber auf die Berechnung abgelöster Strömungen beschränkt und damit nicht sehr allgemeingültig.

Unger [86] hat den Testfall T3L6 mit den linearen LRN  $k - \varepsilon$  Modellen berechnet, die schon in Kapitel 4.1.1 vorgestellt wurden. Die Modelle sind mit der Kato-Launder Modifikation erweitert worden, um die Unzulänglichkeiten der Zweigleichungsmodelle in Staupunktnähe zu beheben. Die Länge der Ablöseblase wird mit diesen Modellen gegenüber der Messung um etwa die Hälfte zu kurz berechnet.

Ebenfalls mit einem linearen LRN  $k - \varepsilon$  Modell, dem Modell nach Launder und Sharma [49], mit Kato-Launder Erweiterung haben Yakinthos und Goulas [96] die Testfälle T3L1 und T3L3 untersucht. Zur Bestimmung der Eintrittsrandbedingung für die Disipationsrate verlassen sich die Autoren auf die Abschätzung  $\varepsilon_0 = k_0^{3/2}/d_{TS}$ , wobei  $d_{TS}$  den Durchmesser des verwendeten Turbulenzsiebmaterials angibt. Die Gleichsetzung des integralen turbulenten Längenmaßes mit dem Durchmesser des Siebmaterials ( $L = d_{TS}$ ) und die Annahme eines über die Lauflänge konstanten Längenmaßes sind

sehr grobe Näherungen, die zu überhöhten Werten der Dissipationsrate am Eintritt führen [86]. Mit der dadurch zu gering berechneten Turbulenz im Bereich der Vorderkante wird die Ausdehnung der Ablöseblasen recht gut wiedergegeben.

### 4.3 Berechnung der nachlaufinduzierten Transition

Zur Untersuchung der nachlaufinduzierten Transition unter einem negativen Druckgradienten haben Funazaki et al. [21],[22] Windkanalexperimente an einer scharfkantigen, ebenen Platte durchgeführt. Der Versuchsaufbau ist in Abb. 4.54 und Abb. 4.55 skizziert. Der vermessenen Platte der Länge  $L = 1000$  mm und der Dicke  $h = 10$  mm wird eine zweite Platte als Beschleunigungsvorrichtung gegenübergestellt, über deren Anstellwinkel der Druckgradient eingestellt werden kann. Die Nachläufe, die über die vermessene Platte wandern und mit deren Grenzschicht interagieren, werden durch Zylinderstäbe mit  $d = 5$  mm Durchmesser und  $l = 250$  mm Länge erzeugt, die auf einer rotierenden Scheibe mit  $D = 400$  mm Durchmesser befestigt sind. Dieser Nachlauferzeuger befindet sich 200 mm vor der Plattenvorderkante. Die Grenzschicht der Versuchsplatte wurde mit einer Eindraht-Hitzdrahtsonde vermessen. Das Experiment abstrahiert die Strömung in einer Rotor-Stator Konfiguration einer Niederdruckturbinen. Wegen der vereinfachten Geometrie treten allerdings nur die nachlaufinduzierte und die Bypass-Transition auf. Durch den großen Abstand der Zylinderstäbe von der Drehachse erhält man in der Mitte der Platte eine annähernd ebene Strömung, so dass die numerische Abbildung mit einem 2D-Code als sinnvoll erachtet werden kann.

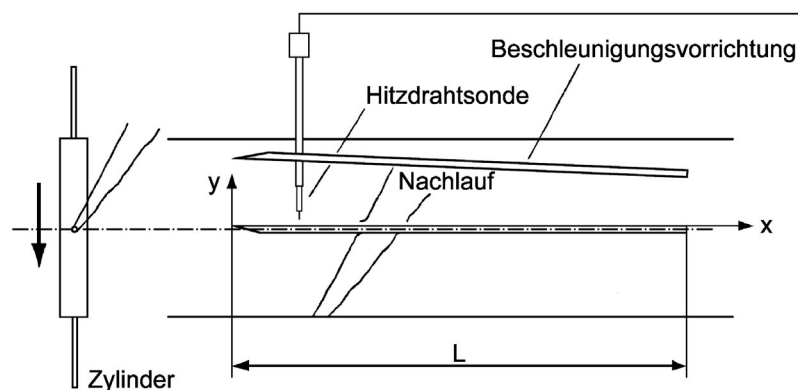


Abb. 4.54: Skizze des Versuchsaufbaus zu den Untersuchungen der nachlaufinduzierten Transition (nach Funazaki et al. [21])

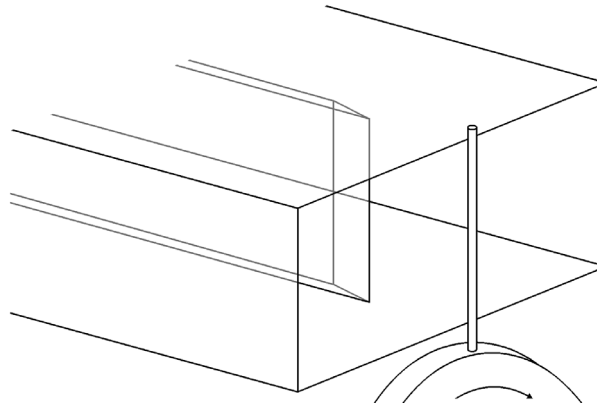


Abb. 4.55: Anordnung des Nachlauferzeugers vor der Platte (nach Funazaki [20])

Da das Experiment zweidimensional abgebildet werden soll, wird der Nachlauferzeuger als translatorisch nach unten bewegter Zylinder modelliert. Wegen der Relativbewegung zwischen Zylinder und Versuchsplatte ist eine instationäre Behandlung des Testfalls erforderlich. Die Periodendauer einer Zylinderpassage beträgt  $T = 1,769 \cdot 10^{-2}$  s. Diese wird in 300 Zeitschritte aufgeteilt, wodurch sich eine Zeitschrittweite von  $\Delta t = 5,8967 \cdot 10^{-5}$  s ergibt. Das numerische Gitter besteht aus ungefähr 50 000 Kontrollvolumen aufgeteilt auf sieben Blöcke (vgl. Abb. 4.56). Die vorderen vier Blöcke bewegen sich mit der Geschwindigkeit  $v_{\text{zyl}} = -35,5$  m/s nach unten. Die hinteren drei Blöcke sind stillstehend. In Abb. 4.57 sind Ausschnitte aus dem Gitter dargestellt, mit dem für den stationären Fall (ohne Nachläufe) eine gitterunabhängige Lösung berechnet wurde. Die Plattenoberseite ist mit 220 Zellen in Strömungsrichtung aufgelöst, die einen maximalen Wandabstand von  $y_{\text{max}}^+ < 2$  aufweisen. Die Dimensionen der Gitter

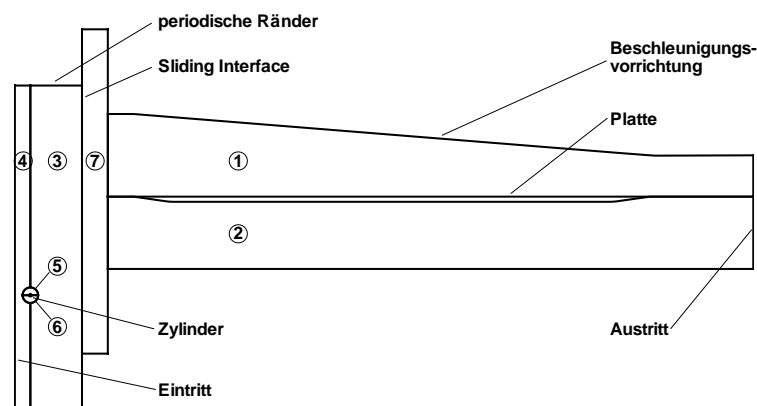


Abb. 4.56: Aufteilung des Rechengebiets in Blöcke



der einzelnen Blöcke sind in Tab. 4.4 aufgeführt, wobei  $NI$  und  $NJ$  die Anzahl der Kontrollvolumen in  $i$ - respektive  $j$ -Richtung bezeichnen.

Tabelle 4.4: Größe der Gitter der einzelnen Blöcke

Block	$NI \times NJ$
1	$274 \times 66$
2	$228 \times 36$
3	$40 \times 218$
4	$12 \times 218$
5	$90 \times 50$
6	$90 \times 50$
7	$12 \times 170$
$\Sigma$	48 668

Funazaki et al. geben an der Stelle  $x/L = 0,05$ ,  $y/d = 2$  einen gemessenen Turbulenzgrad von  $Tu = 1,4 \%$  und ein turbulentes Dissipationsmaß

$$L_e = \frac{\left(\overline{u_i'^2}\right)^{\frac{3}{2}}}{u \frac{\partial}{\partial x} \left(\overline{u_i'^2}\right)} = 2,8 \text{ mm} \quad (4.14)$$

an. Um den Turbulenzgrad am Eintritt zu bestimmen, wird die Gleichung (4.4),

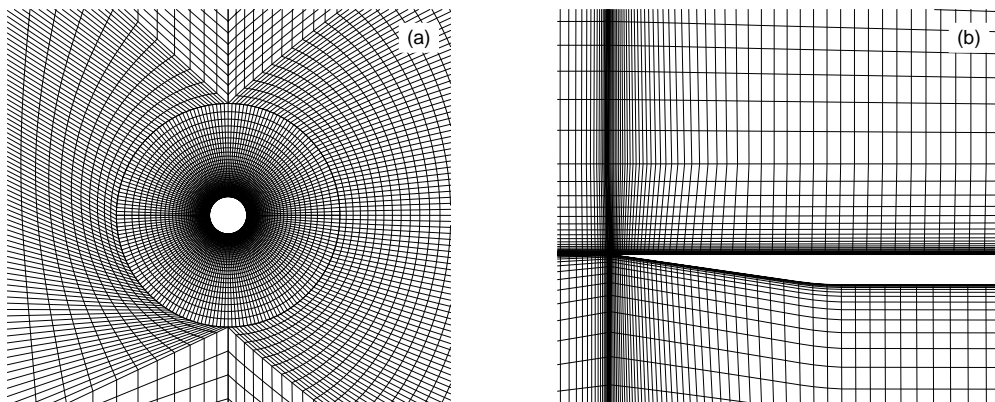


Abb. 4.57: Vernetzung des Zylinders (a) und der Plattenvorderkante (b)

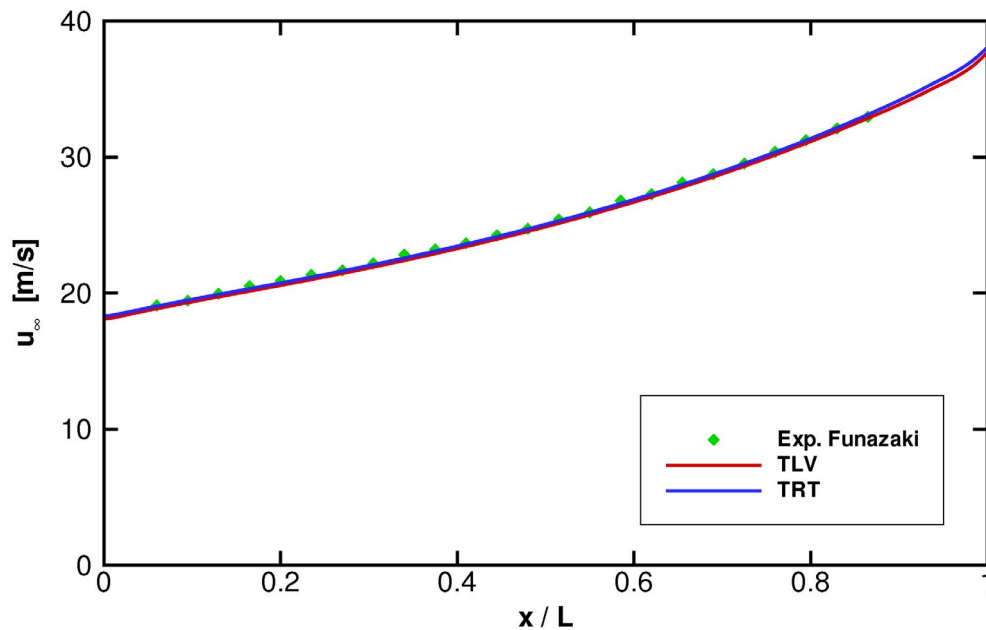


Abb. 4.58: Verlauf der Freistromgeschwindigkeit

die für abfallende Gitterturbulenz in unbeschleunigten Strömungen gültig ist, iterativ gelöst, bis sich die gemessenen Werte für  $Tu$  und  $L_e$  an der angegebenen Stelle einstellen. Das Turbulenzsieb war  $x_0 = 300$  mm vor der Plattenvorderkante angebracht und als Siebmaterial wurde Draht mit einem Durchmesser von  $d_{TS} = 0,8$  mm verwendet. Über Gleichung (3.51) lässt sich die turbulente kinetische Energie am Eintritt berechnen. Die Eintrittsbedingung für die Dissipationsrate  $\varepsilon_0$  wird wiederum mittels Gleichung (4.2) über den Gradienten von  $k$  bestimmt. Die auf diese Weise ermittelten turbulenten Eintrittsrandbedingungen sind zusammen mit der Anströmgeschwindigkeit und den Stoffgrößen in Tab. 4.5 zusammengefasst.

Das Experiment wurde mit vier verschiedenen Anstellwinkeln der Beschleunigungsvorrichtung durchgeführt. Für die numerische Berechnung wurde eine mittlere Neigung der angestellten Platte gewählt, was einem Beschleunigungsparameter von  $K = 4 \cdot 10^{-7}$

Tabelle 4.5: Eintrittsrandbedingungen und Stoffgrößen des Testfalls zur nachlaufinduzierten Transition

$u_0$ $\left[\frac{\text{m}}{\text{s}}\right]$	$k_0$ $\left[\frac{\text{m}^2}{\text{s}^2}\right]$	$\varepsilon_0$ $\left[\frac{\text{m}^2}{\text{s}^3}\right]$	$\rho$ $\left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}\right]$	$\mu$ $\left[\frac{\text{kg}}{\text{m s}}\right]$
17,9	0,11	0,2	1,2	$1,8 \cdot 10^{-5}$

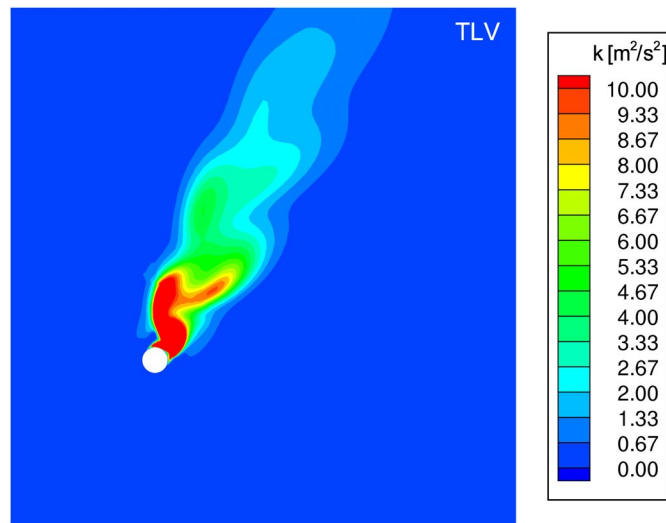


Abb. 4.59: Momentane Verteilung der turbulenten kinetischen Energie im Zylindernachlauf (TLV Modell)

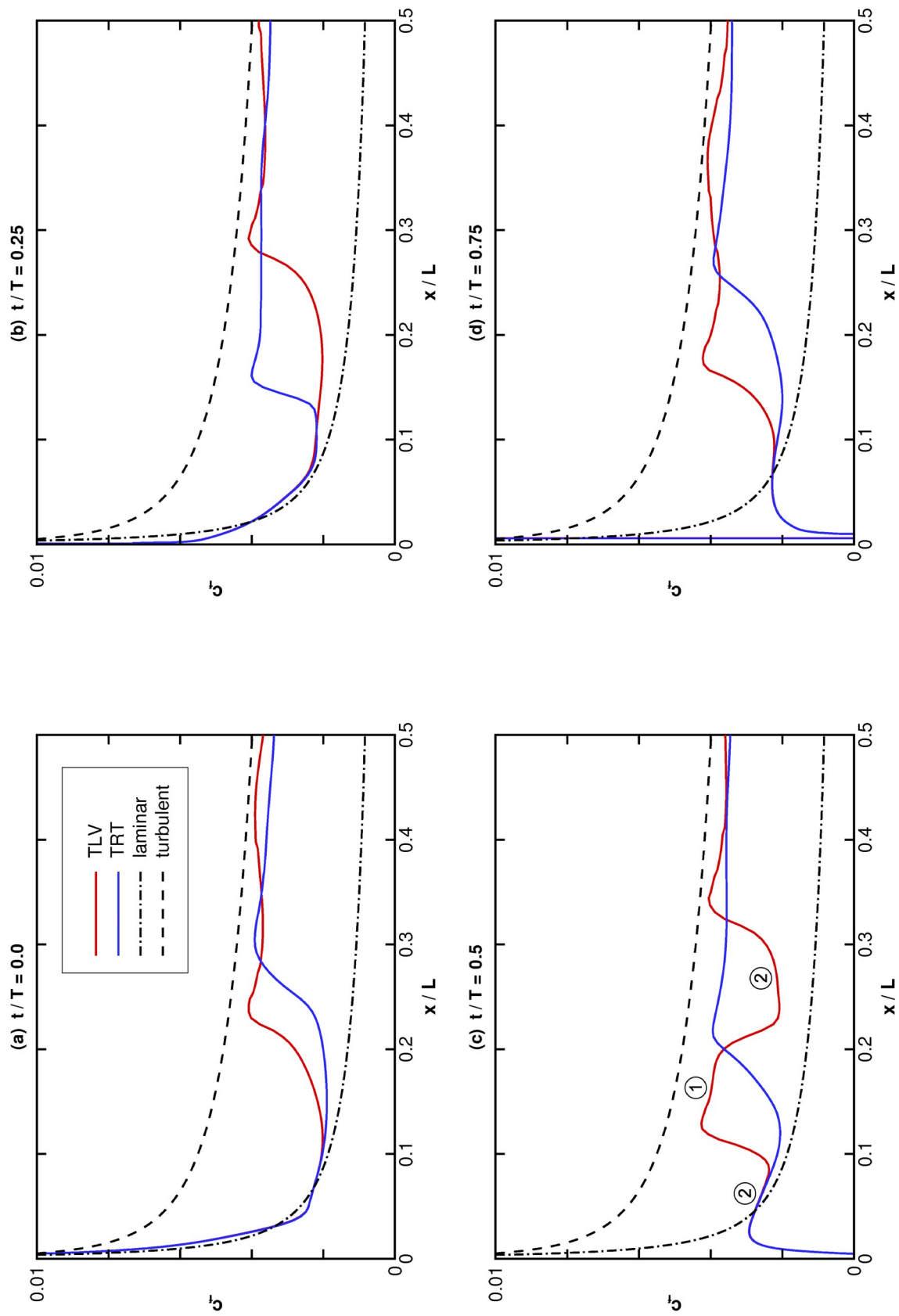
entspricht. In dieser Position berührt die Vorderkante der oberen Platte die Wand des Windkanals, so dass diese Platte nicht überströmt wird. In Abb. 4.58 ist die resultierende Freistromgeschwindigkeit in Strömungsrichtung für diese Konfiguration unter stationären Anströmbedingungen aufgetragen. Die beiden Modelle TLV und TRT berechnen die Beschleunigung der Strömung zwischen den Platten sehr zuverlässig. Die instationären Rechnungen, die mit der stationären Lösung initialisiert wurden, brauchen vier Zylinderpassagen, bevor sich eine periodische Strömung einstellt.

In Abb. 4.59 sind die Konturen der turbulenten kinetischen Energie im Nachlauf des Zylinders dargestellt. Die wechselseitige periodische Wirbelablösung der Kármánschen Wirbelstraße ist deutlich erkennbar. Die von den beiden Modellen gleichgroß berechnete Strouhal-Zahl

$$\text{Sr} = \frac{f d}{\sqrt{u_0^2 + v_{zyl}^2}} = 0,202 \quad (4.15)$$

stimmt sehr gut mit dem in der Literatur angegebenen Wert  $\text{Sr} \approx 0,2$  für die vorliegende Reynoldszahl  $\text{Re}_d = d \sqrt{u_0^2 + v_{zyl}^2} / \nu = 13\,253$  überein [97]. Mit  $f$  wird die Frequenz der Wirbelablösung angegeben.

In Bild 4.60 sind die Verläufe des Reibungsbeiwerts zu vier Zeitpunkten aufgetragen. Als zusätzlicher Vergleich sind die Verläufe einer vollständig laminaren Grenzschicht


 Abb. 4.60: Verlauf des momentanen Reibungsbeiwerts  $c_f$  zu verschiedenen Zeitpunkten

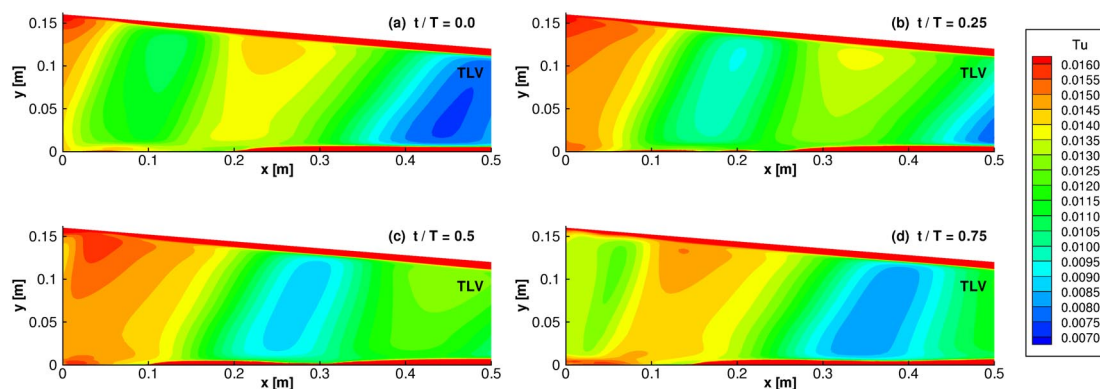


Abb. 4.61: Momentane Turbulenzgradverteilung zu verschiedenen Zeitpunkten (TLV Modell)

und einer rein turbulenten Grenzschicht, gegeben durch Gleichung (2.23) bzw. (2.25), abgebildet. In Abb. 4.61 und Abb. 4.62 sind Konturen des momentanen Turbulenzgrads für die beiden Modelle zu den entsprechenden Zeitpunkten dargestellt. Der Zeitpunkt  $t/T = 0$  ist durch den die Vorderkante gerade erreichenden Nachlauf bestimmt. Dieser wandert über die Platte, wobei Energie dissipiert wird. Der Turbulenzgrad des Nachlaufs fällt entlang der Platte deutlich ab. In Abb. 4.60(c) wird die Bildung eines Turbulenzstreifens durch das TLV Modell vorhergesagt. Dieser ist sowohl an dem erhöhten Reibungsbeiwert, der mit ① markiert ist, als auch an entsprechender Stelle in der Turbulenzgradverteilung (Abb. 4.61(c)) direkt an der Wand erkennbar. Die beruhigten Zonen, die den Turbulenzstreifen folgen, werden vom TLV Modell ebenfalls berechnet (②). Diese verschwinden erst, wenn die Turbulenzstreifen durch die unterschiedliche Geschwindigkeit der Vorder- und Hinterkante zusammenwachsen, wie es bei  $t/T = 0,75$  zu sehen ist. Die beruhigten Zonen wandern auch in Bereiche der Platte, die im stationären Fall (ohne Nachläufe) eine vollturbulente Grenzschicht aufweisen.

Das TRT Modell ist nicht in der Lage diese Effekte abzubilden. Der einzige instationäre Vorgang, der beobachtet werden kann, ist eine Verschiebung des Bypass-Transitionsbereichs unter dem Einfluss der variierenden Freistromturbulenz.

Durch den unsymmetrischen Versuchsaufbau ist in der stationären Strömung eine kleine Ablöseblase an der Plattenvorderkante anzutreffen, die im instationären Fall unter dem Einfluss der Nachläufe zeitweise verschwindet. In den Abb. 4.60(c) und (d) ist die Ablöseblase an den negativen Werten des Reibungsbeiwerts direkt an der Vorderkante zu erkennen.

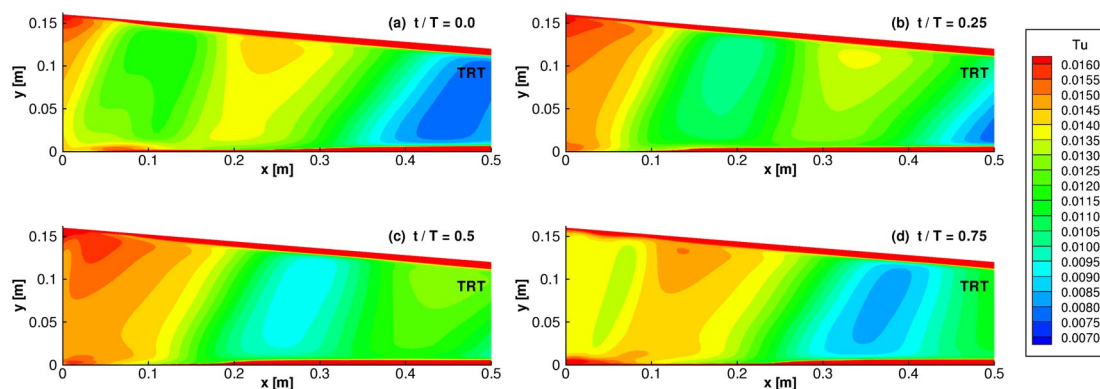


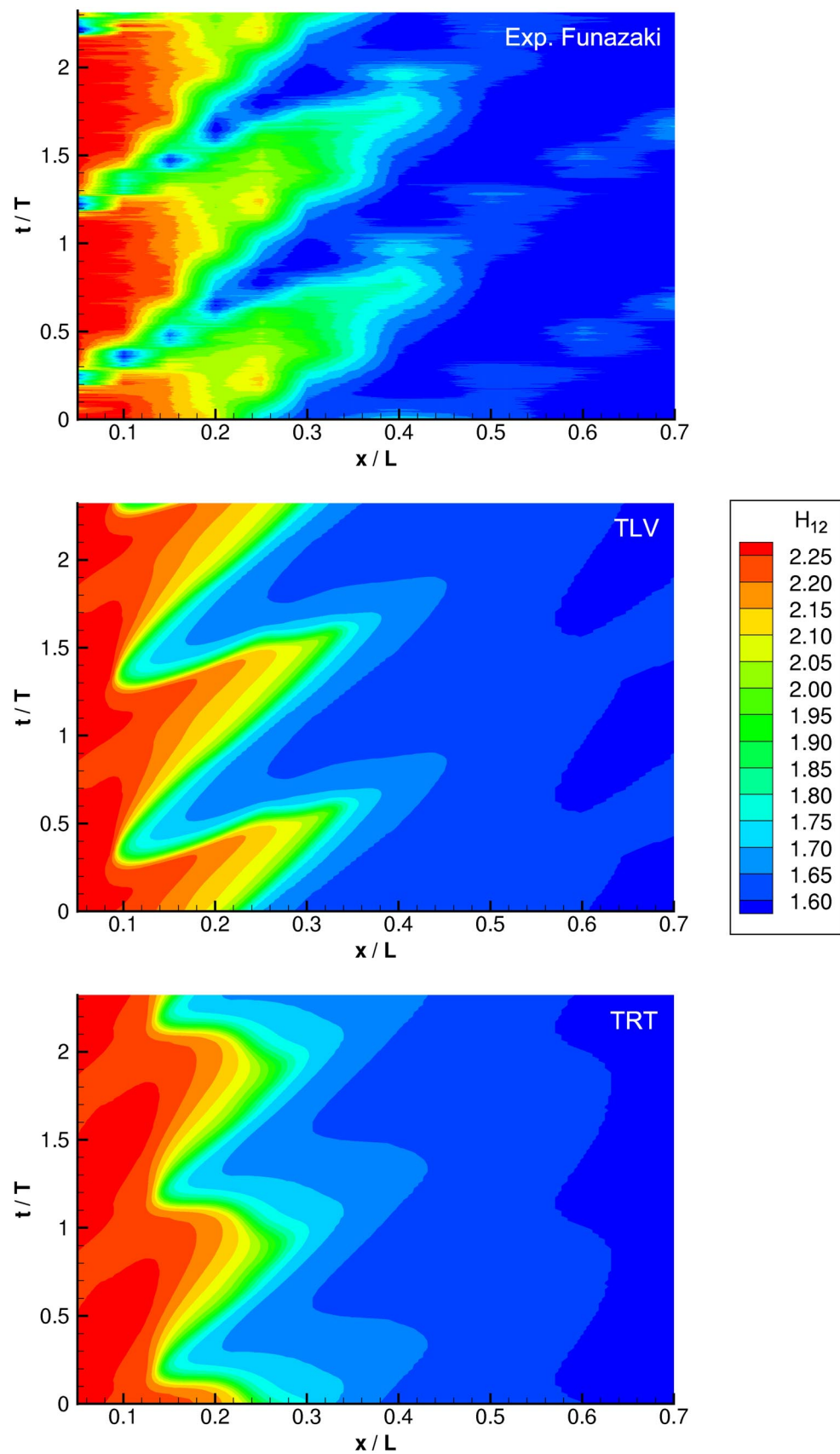
Abb. 4.62: Momentane Turbulenzgradverteilung zu verschiedenen Zeitpunkten (TRT Modell)

Das gleiche Verhalten der Modelle zeigt sich auch in den Weg-Zeit Diagrammen des Formfaktors, die in Abb. 4.63 dargestellt sind. In diesen Diagrammen können die gesamten instationären Strömungsvorgänge kompakt dargestellt werden. Linienplots des Formfaktors entlang der Platte zu einem bestimmten Zeitpunkt ergeben sich als horizontale Schnitte durch das Diagramm. Das Weg-Zeit Diagramm der ensemble-gemittelten experimentellen Daten zeigt Zwickel niedriger Werte des Formfaktors, die durch die Turbulenzstreifen hervorgerufen werden. Die Steigung der unteren und oberen Grenze dieser keilförmigen Zone ist ein Maß für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Vorderkante ( $u_l$ ) bzw. Hinterkante ( $u_t$ ) der Turbulenzstreifen. Diese Geschwindigkeiten sind proportional zu

$$u_l \sim \frac{1}{\tan \beta_l} \quad \text{bzw.} \quad u_t \sim \frac{1}{\tan \beta_t}, \quad (4.16)$$

wobei die Winkel  $\beta_l$  und  $\beta_t$  in Abb. 4.64 eingezeichnet sind. Man erkennt, dass das TLV Modell die gemessenen Vorgänge im Einflussbereich der Turbulenzstreifen sehr gut wiedergibt. Die in Abb. 4.64 eingetragenen Winkel stimmen gut mit dem Experiment überein. Beim TRT Modell zeigen sich die gleichen Schwächen, die sich schon bei den Betrachtungen zu Abb. 4.60 und Abb. 4.62 ergeben haben.

Numerische Berechnungen dieses Testfalls sind nach Wissen des Autors bisher nur in [6] veröffentlicht, so dass der Vergleich mit anderen numerischen Ergebnissen zur Zeit nicht möglich ist.

Abb. 4.63: Weg-Zeit Diagramme des Formfaktors  $H_{12}$



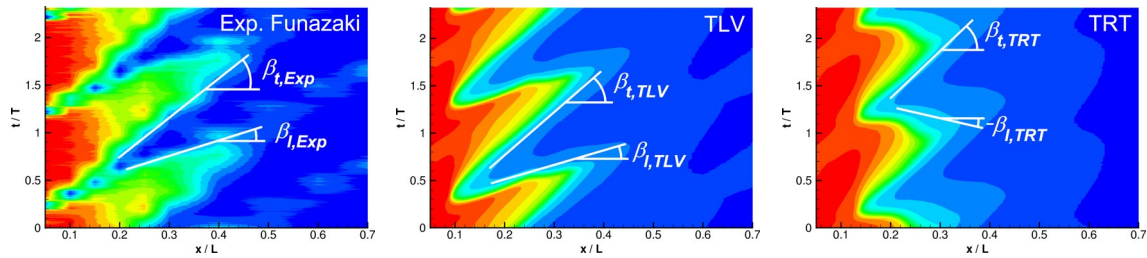


Abb. 4.64: Geschwindigkeit der Vorder- und Hinterkante der Turbulenzstreifen

#### 4.4 Bewertung der Ergebnisse für die Validierungstestfälle

Die beiden 2-Schichten Modelle TLV und TRT wurden verschiedenen transitionalen Testfällen unterzogen. Bei den Testfällen zur Bypass-Transition zeigten die beiden Modelle nur geringe Unterschiede, ohne dass eines einen klaren Vorteil gegenüber dem anderen hätte. Bei den T3C Testfällen berechnen die Modelle die Transitionslage zuverlässig. Die gewonnenen Ergebnisse stimmen mit denen aus der Literatur für die gleichen Modelle weitestgehend überein, so dass dadurch die korrekte Implementierung der Modelle in den Code NS2D gezeigt werden konnte. Im Vergleich zu den linearen LRN  $k - \varepsilon$  Modellen schneiden die 2-Schichten Modelle sehr gut ab.

Bei der Berechnung der Bypass-Transition an einer ebenen Platte mit C4-Vorderkante konnten das TLV und TRT Modell zeigen, dass sie nicht die von vielen Zweigleichungsmodellen bekannte Schwäche der Überproduktion turbulenter kinetischer Energie in der Nähe von Staupunkten aufweisen. Die mit der Modifikation nach Moore und Moore erweiterten Modelle TLV+MM und TRT+MM dämpften die Turbulenzproduktion in Wandnähe zu sehr, so dass der Transitionsbereich weit stromab verschoben wurde.

Die Effekte laminarer Ablöseblasen, gezeigt am Beispiel der Umströmung einer ebenen Platte mit Halbkreisvorderkante, konnte von beiden Modellen sehr gut wiedergegeben werden. Die Länge und Position der Blase wird in guter Übereinstimmung mit den Messungen vorhergesagt. Auch bei diesem Testfall zeigten die erweiterten Modelle TLV+MM und TRT+MM schlechtere Ergebnisse. Die Größe der laminaren Ablöseblasen wurde von diesen Modellen erheblich überschätzt. Aus diesem Grund wurde auf eine weitere Verwendung der erweiterten Modelle verzichtet.

Die instationäre Berechnung der nachlaufinduzierten Transition führte erstmals zu größeren Unterschieden in den Ergebnissen der beiden 2-Schichten Modelle. Während das TLV Modell die Formation der Turbulenzstreifen und der beruhigten Zonen kor-



rekt berechnet, können beim TRT keine für die nachlaufinduzierte Transition typischen, instationären Effekte beobachtet werden. Das TLV Modell hat damit alle untersuchten Transitionsformen mit einem einheitlichen Transitionsmodell sehr zufriedenstellend berechnet.

## 5 Berechnung der Umströmung zweier Turbinenschaufeln

Bei diesem Testfall werden experimentelle Ergebnisse als Vergleich herangezogen, die an einem am Fachgebiet Turbomaschinen und Fluidantriebstechnik zur Untersuchung des Clocking-Effekts aufgebauten Prüfstand gewonnen wurden [30]. Dieser Effekt, verursacht durch die Änderung der relativen Umfangsposition zweier benachbarter Statoren mit gleicher Schaufelzahl, beeinflusst den Gesamtwirkungsgrad von Niederdruckturbinen bis zu einem Prozentpunkt [36]. In Anbetracht der hohen Wirkungsgrade moderner Niederdruckturbinen beinhaltet dieses Konzept ein beachtliches Optimierungspotential. Betrachtet man die Strömungsvorgänge in einer 1,5-stufigen Turbine, bestehend aus einer Stator-Rotor-Stator Kombination, lässt sich der Clocking-Effekt mit der Position erklären, an der der Nachlauf des Stators 1 auf den Stator 2 trifft, nachdem er vom Rotor 1 zerteilt und deformiert wurde. Dorney und Sharma [14] stellen fest, dass der höchste Wirkungsgrad erzielt wird, wenn der Nachlauf von Stator 1 die Vorderkante von Stator 2 trifft. Entsprechend wird der niedrigste Wirkungsgrad gemessen, wenn der Nachlauf in die Passage zwischen zwei Schaufeln des Stators 2 läuft. Halstead et al. [27], [28] haben beobachtet, dass das Stator-Clocking einen sig-

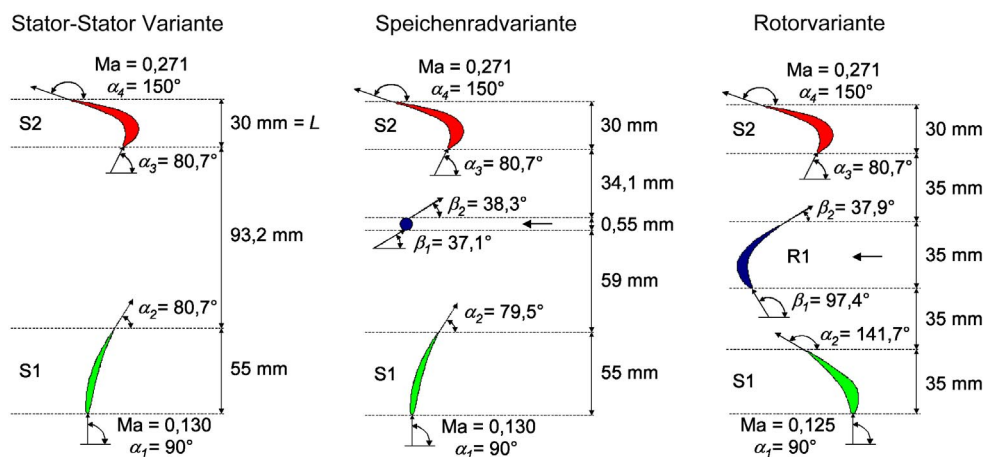


Abb. 5.1: Konfigurationen der experimentellen Untersuchungen zum Clocking-Effekt (nach Heinke [30])

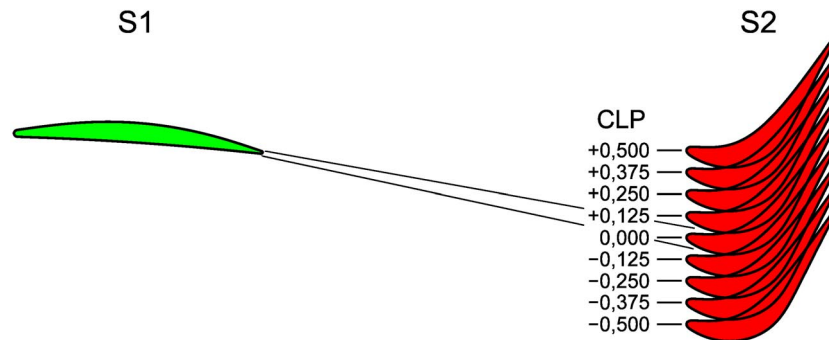


Abb. 5.2: Zur Definition der Clocking-Position CLP

nifikanten Einfluss auf die Entwicklung der saugseitigen Grenzschicht des Stators 2 hat. Der Nachlauf von Stator 1 führt zu der Ausbildung eines zusätzlichen Turbulenzstreifens in der Saugseiten-Grenzschicht von Stator 2, wenn der Nachlauf auf dessen Vorderkante trifft. Die beruhigte Zone im Gefolge des Turbulenzstreifens wirkt sich positiv auf das Verlustverhalten aus.

Um die stationären und instationären Strömungseffekte, die zu den Profilverlusten und damit zum Clocking-Effekt beitragen, separieren zu können, wird das Problem über eine gestaffelte Herangehensweise bei den von Heinke [30] durchgeführten, oben angesprochenen, experimentellen Untersuchungen angegangen. Zur Ermittlung der stationären Effekte wird die Stator-Stator Variante untersucht (vgl. Abb. 5.1). Dabei wird der Einfluss der relativen Umfangsposition der beiden Statoren zueinander überprüft, ohne dass der Nachlauf von Stator 1 (S1) durch rotierende Bauteile verändert wird. Bei der Speichenradvariante werden periodisch-instationäre Nachläufe durch Zylinderstäbe erzeugt, die nur eine sehr geringe Umlenkung der Strömung von  $1,2^\circ$  bewirken. Um den Stator 2 (S2) unter dem gleichen Winkel anzuströmen wie bei der Stator-Stator Variante, muss der Staffelungswinkel des Stators 1 entsprechend verändert werden. Die Strömungssituation in einer 1,5-stufigen Niederdruckturbine wird in der Rotorvariante untersucht. Grundlegend ist, auch bei dieser Konfiguration gleiche Zuströmbedingungen zum Stator 2 zu haben. Der Durchmesser der Zylinderstäbe und der Abstand zwischen den Stäben und dem Stator 2 wurde bei der Speichenradvariante so gewählt, dass die Nachlaufstruktur an der Eintrittsebene zum Stator 2 für die beiden Konfigurationen annähernd identisch ist. Da der Rotor 1 (R1) im Gegensatz zu den Zylinderstäben stark umlenkend ist, kann bei dem Vergleich der beiden instationären Varianten der Einfluss der Zirkulation beleuchtet werden.

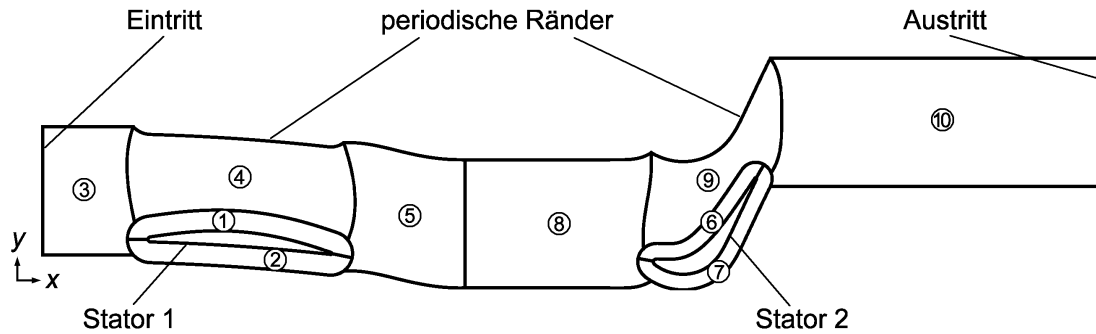


Abb. 5.3: Numerisches Setup der Stator-Stator Variante

Die numerische Abbildung der Stator-Stator Variante wird im Folgenden dargestellt. Modelliert wird die Strömung im Mittelschnitt der Konfiguration. Der Außendurchmesser beträgt  $d_a = 881$  mm und die Schaufeln weisen eine Höhe von  $h = 101,75$  mm auf. Daraus ergibt sich ein Umfang im Mittelschnitt von  $U_m = 2448,1$  mm. Bei 66 Schaufeln berechnet sich die Teilung zu  $t_m = 37,1$  mm. Die Schaufeln der beiden Statoren haben ein Verhältnis von Nabendurchmesser zu Außendurchmesser von 0,769. Die Strömung im Mittelschnitt kann damit als zweidimensional angenommen werden [84].

Die relative Umfangsposition der beiden Statoren zueinander wird über die Clocking-Position CLP angegeben. Wie in Abb. 5.2 skizziert, ergibt sich die Position  $CLP = 0$ , wenn der Nachlauf von Stator 1 direkt auf die Vorderkante des Stators 2 trifft. Eine Teilung ist bei den experimentellen Untersuchungen in 8 Clocking-Positionen unterteilt, die numerischen Berechnungen werden für 16 Positionen durchgeführt. Bei positiven CLP Werten läuft der Nachlauf in Richtung der Saugseite verschoben, bei negativen entsprechend in Richtung der Druckseite verschoben in die Teilung von Stator 2.

Der Eintritt des Rechengebiets befindet sich 30 mm vor Stator 1, der Austritt 100 mm hinter Stator 2. Der Austritt wurde so weit stromab gelegt, da sich 60 mm hinter Stator 2 eine Messebene befindet. Das numerische Gitter besteht aus 10 Blöcken, wie in Abb. 5.3 dargestellt. Die Dimensionen der Gitter der einzelnen Blöcke ist in Tab. 5.1 angegeben. Mit diesem Gitter, das auszugsweise in Abb. 5.4 zu sehen ist, konnten gitterunabhängige Lösungen bezüglich der Transitionslage und der Nachlaufstruktur hinter Stator 1 und Stator 2 erzielt werden. Die Gitterunabhängigkeitsstudie wurde für die Blöcke 1-5 und 6-10 aus Gründen der Rechnerressourcen getrennt und nur für eine Clocking-Position durchgeführt.

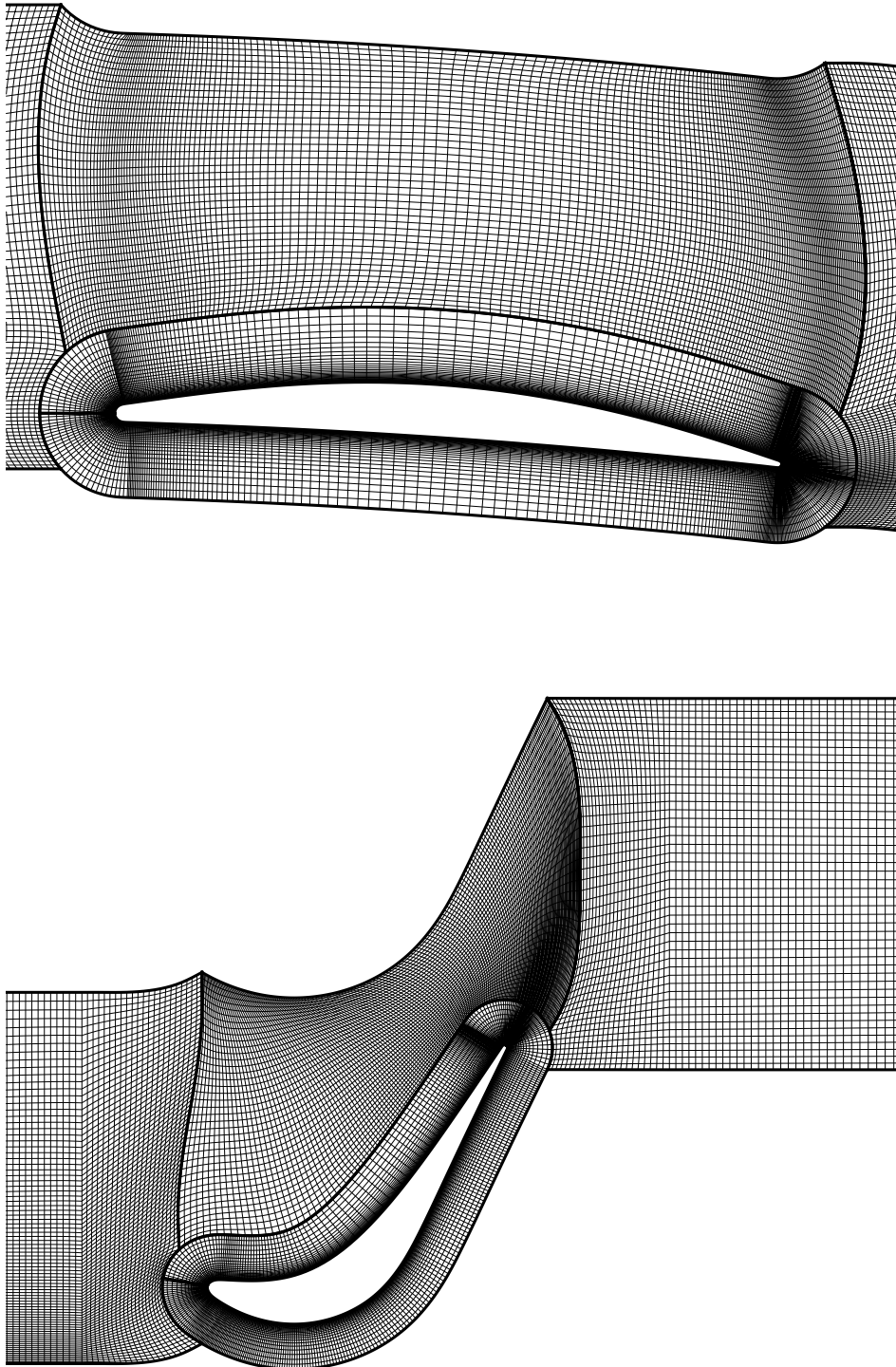


Abb. 5.4: Numerisches Gitter im Bereich des Stators 1 (oben) und des Stators 2  
(unten)

Tabelle 5.1: Dimension des Gitters

Block	$NI \times NJ$
1	$220 \times 40$
2	$218 \times 40$
3	$39 \times 73$
4	$174 \times 44$
5	$61 \times 108$
6	$160 \times 35$
7	$248 \times 35$
8	$84 \times 88$
9	$176 \times 40$
10	$108 \times 48$
$\Sigma$	68 507

Zur Bestimmung der turbulenten Eintrittsrandbedingungen wurde der Turbulenzgrad an verschiedenen Stellen vor dem Stator 1 vermessen. Die mittels Gleichung (3.51) und Gleichung (4.2) ermittelten Werte  $k_0$  und  $\varepsilon_0$  sind neben der Anströmgeschwindigkeit und den Stoffgrößen der strömenden Luft in Tab. 5.2 aufgeführt.

Die Berechnung der einzelnen Clocking-Positionen wird instationär durchgeführt, wofür die Grenze zwischen Block 5 und 8 als Sliding Interface gesetzt wird. Die Geschwindigkeit, mit der sich die Blöcke 1-5 nach oben bewegen, beträgt  $1 \cdot 10^{-5}$  m/s und ist damit sieben Größenordnungen kleiner als die Anströmgeschwindigkeit, weshalb bei dieser Verfahrensweise instationäre Effekte vernachlässigbar sind. Man erhält für jeden Zeitschritt eine quasi-stationäre Lösung für eine Clocking-Position. Der Vorteil dieses Vorgehens besteht darin, dass die Berechnung der verschiedenen Clocking-Positionen

Tabelle 5.2: Eintrittsrandbedingungen und Stoffgrößen für die Berechnung der  
Stator-Stator Konfiguration

$u_0 \left[ \frac{\text{m}}{\text{s}} \right]$	$k_0 \left[ \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2} \right]$	$\varepsilon_0 \left[ \frac{\text{m}^2}{\text{s}^3} \right]$	$\rho \left[ \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right]$	$\mu \left[ \frac{\text{kg}}{\text{m s}} \right]$
46,0	1,68	0,91	1,11	$1,94 \cdot 10^{-5}$

mit einem Gitter durchgeführt werden kann. Bei stationären Berechnungen bräuchte man für jede Position ein eigenes Gitter.

In Abb. 5.5 ist der dimensionslose Totaldruckverlust

$$\omega_{ges,0 \rightarrow 2} = \frac{\int_0^{t_m} \omega_{lok,0 \rightarrow 2} dy}{t_m}, \quad (5.1)$$

mit

$$\omega_{lok,0 \rightarrow 2} = \frac{p_{tot,0} - p_{tot,2}}{\frac{\int_0^{t_m} p_{tot,2} dy}{t_m} - \frac{\int_0^{t_m} p_2 dy}{t_m}}, \quad (5.2)$$

aufgetragen, der ein Maß für den Verlust zwischen dem Eintritt und der Messebene 2 darstellt, die sich 60 mm hinter Stator 2 befindet. Die Werte  $p_{tot,0}$  und  $p_{tot,2}$  in Gleichung (5.2) beziehen sich auf den selben Stromfaden. Man erkennt, dass in dem experimentell ermittelten Verlauf das Verlustminimum bei  $CLP = 0,0625$  liegt, einer Clocking-Position, die zusätzlich vermessen wurde, um das Minimum besser quantifizieren zu können. Das Verlustmaximum liegt ungefähr bei  $CLP = -0,1875$ . Die quadratischen Symbole geben jeweils den gemessenen bzw. berechneten Wert an, während der Verlauf mittels Splines interpoliert wurde. Bei dem vom TLV Modell berechneten Verlauf liegen Verlustminimum und -maximum bei kleineren Clocking-Positionen, verglichen mit den experimentellen Daten. Das Minimum liegt bei  $CLP = -0,0625$  das Maximum bei  $CLP = -0,4375$ . Auffällig ist, dass der Verlauf ein größeres Band abdeckt als bei den gemessenen Verlusten. Die Differenz zwischen Verlustmaximum und -minimum ist mehr als doppelt so groß wie die der experimentellen Verteilung. Beim TRT Modell liegen Verlustmaximum und -minimum zu höheren Clocking-Positionen verschoben, das Maximum bei  $CLP = -0,25$  und das Minimum bei  $CLP = 0,1875$ . Die Differenz der beiden Werte ist wesentlich geringer als beim TLV Modell. Im Mittel sind die vom TRT Modell berechneten Verluste auch geringer als die der anderen beiden Verteilungen.

Der Totaldruckverlust des Stators 2 ist in Abb. 5.6 dargestellt. Dieser gibt die bezogene Totaldruckdifferenz zwischen der Messebene 1 (30 mm hinter Stator 1) und der Messebene 2 an. An den Verläufen ist zu erkennen, dass der Verlust des Stators 1 kaum von der Clocking-Position abhängt, da die Verteilungen von  $\omega_{ges,1 \rightarrow 2}$  praktisch

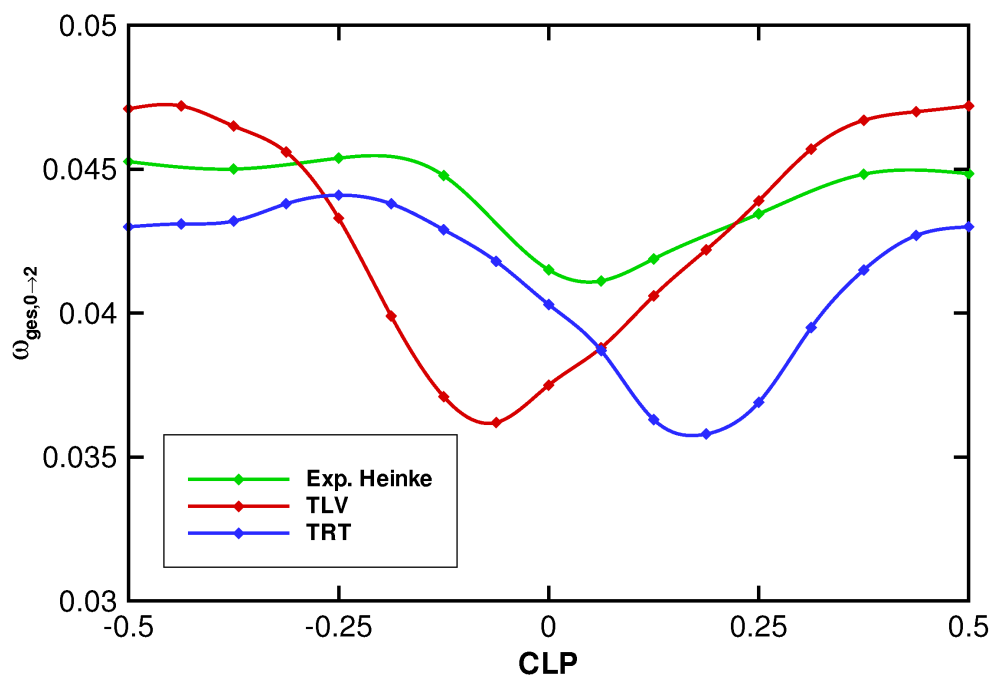


Abb. 5.5: Dimensionsloser Totaldruckverlust  $\omega_{ges,0 \rightarrow 2}$  in Abhängigkeit der Clocking-Position

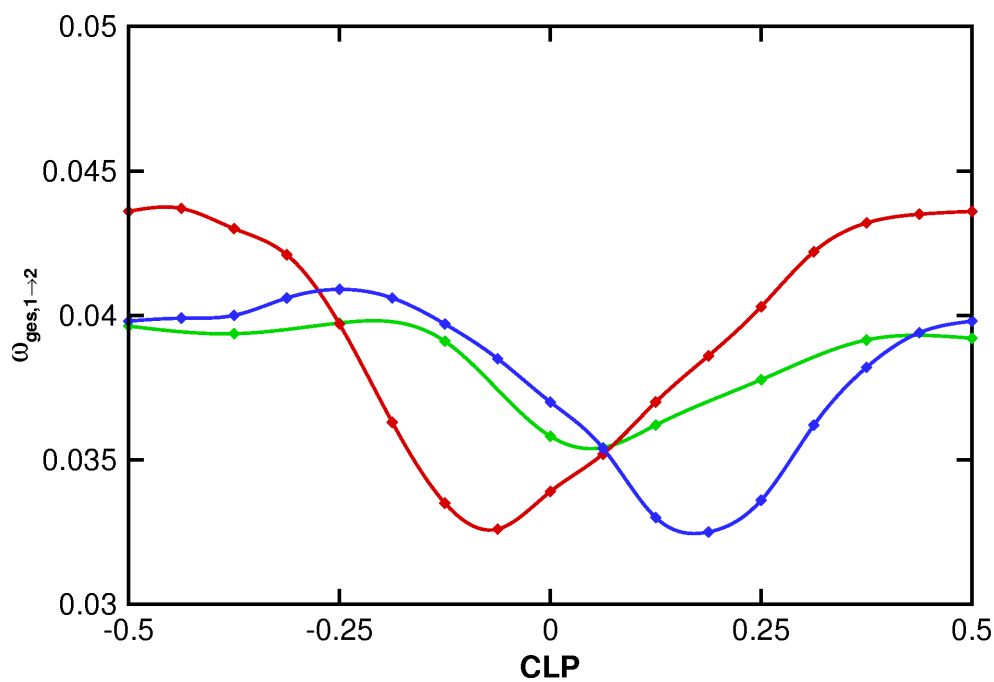


Abb. 5.6: Dimensionsloser Totaldruckverlust  $\omega_{ges,1 \rightarrow 2}$  in Abhängigkeit der Clocking-Position



um einen festen Betrag verschobene Kurven des Gesamtverlusts der Anordnung darstellen. Der Verlust des Stators 1 wird dabei von den numerischen Modellen leicht höher angegeben als vom Experiment.

Um die Verläufe des dimensionslosen Totaldruckverlusts erklären zu können, werden im Folgenden verschiedene Strömungsgrößen entlang der Kontur des Stators 2 sowie im Nachlauf des Stators 1 und des Stators 2 verglichen. Dabei werden die Verläufe für die Clocking-Positionen aufgetragen, bei denen das Experiment und das jeweilige Modell die Extremwerte aufweist. Beim TLV Modell sind das die Positionen 0,0625, -0,0625, -0,1875 und -0,4375, beim TRT Modell die CLP Werte 0,1875, 0,0625, -0,1875 und -0,25.

Der Druckverlauf entlang der Druck- und Saugseite des Stators 2 ist in Abb. 5.7 für das TLV Modell und in Abb. 5.9 für das TRT Modell dargestellt. Auf der Abszisse ist die  $x$ -Koordinate ausgehend von der Vorderkante bezogen auf die axiale Gitterbreite  $L$  aufgetragen. Gegenüber den experimentellen Ergebnisse weichen die numerischen im hinteren Bereich der Saugseite ab. Der Druckanstieg zur Hinterkante hin fällt bei den berechneten Ergebnissen deutlicher aus. In Abb. 5.8 ist der interessierende Bereich der Ablöseblase auf der Saugseite vergrößert abgebildet. Der gemessene Druck steigt hinter dem Druckminimum, das bei etwa 56% der axialen Länge liegt, zunächst nicht so stark wie die berechneten. Erst hinter der Ablöseblase, erkennbar an dem Plateau im Druckverlauf, steigt der Druck sehr stark, bis die gemessenen und berechneten Druckwerte wieder auf dem gleichen Niveau liegen. Die Auswirkungen der Ablöseblase auf den Wanddruck sind bei den Messungen viel ausgeprägter. Aber auch beim TLV Modell ist die Ablöseblase, deren Lage in guter Übereinstimmung mit dem Experiment berechnet wird, deutlich zu erkennen. Wie in Kapitel 4.2 gezeigt, verkleinert sich eine laminare Ablöseblase unter dem Einfluss eines steigenden Turbulenzgrads. Betragsmäßig kleine Clocking-Positionen führen zu einer Erhöhung der Turbulenz in der S2-Grenzschicht. Dadurch sollte man in dieser Situation auch kleinere Ablöseblasen finden. Dieser Zusammenhang wird vom TLV Modell nicht korrekt wiedergegeben. Der Druckverlauf im Bereich der Blase wird zwar für die Position  $CLP = -0,4375$ , bei der das von diesem Modell berechnete Verlustmaximum liegt, niedriger berechnet als für die Position des Verlustminimums ( $CLP = -0,0625$ ). Die kleinste Blase wird allerdings für  $CLP = -0,1875$  vorausgesagt, einer Clocking-Position, bei der der nachlaufbedingte Turbulenzeintrag in die saugseitige Grenzschicht von Stator 2 sehr gering ist. Beim TRT Modell werden die Vorgänge qualitativ richtig berechnet. Wie in Abb. 5.10 zu sehen ist, wird für die verlustreichen Positionen  $CLP = -0,1875$  und

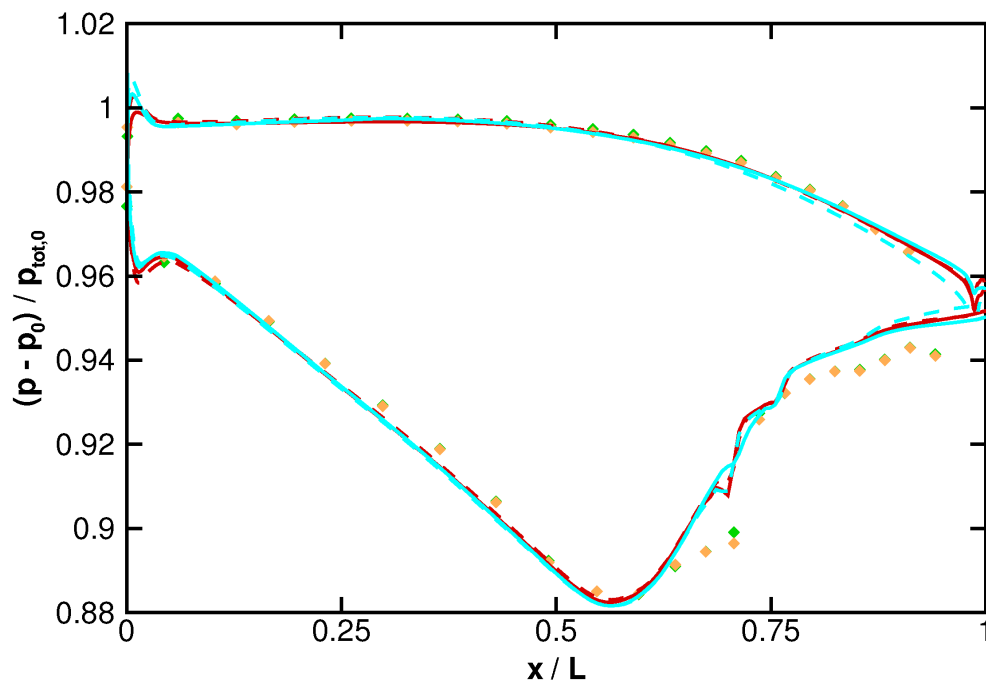


Abb. 5.7: Druckverlauf entlang der Druck- und Saugseite des Stators 2 für das TLV Modell

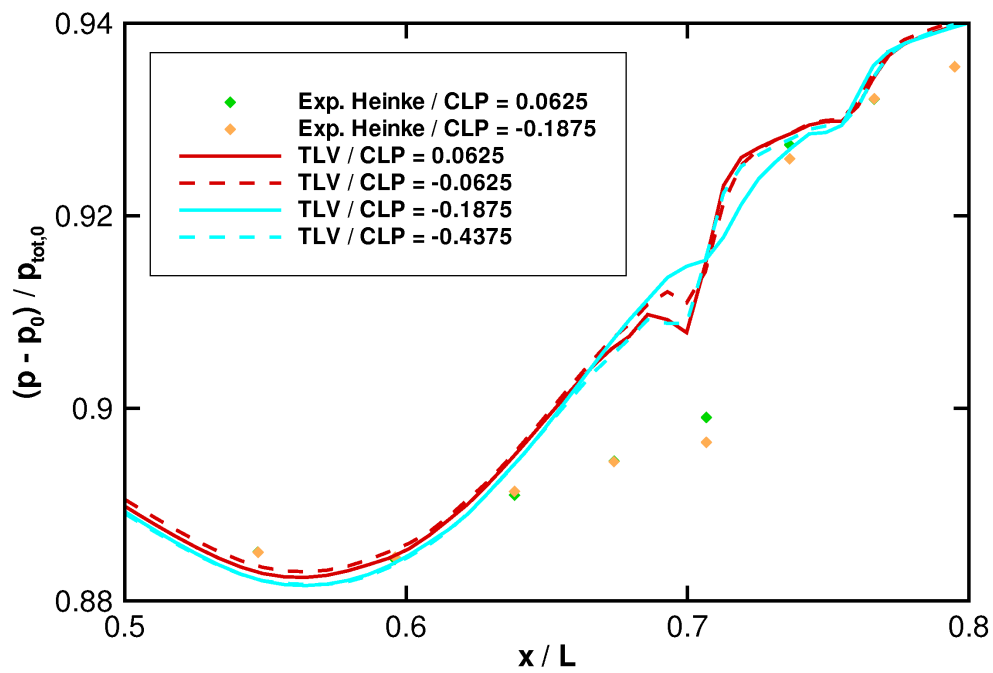


Abb. 5.8: Vergrößerter Ausschnitt des Druckverlaufs an der Saugseite (TLV Modell)

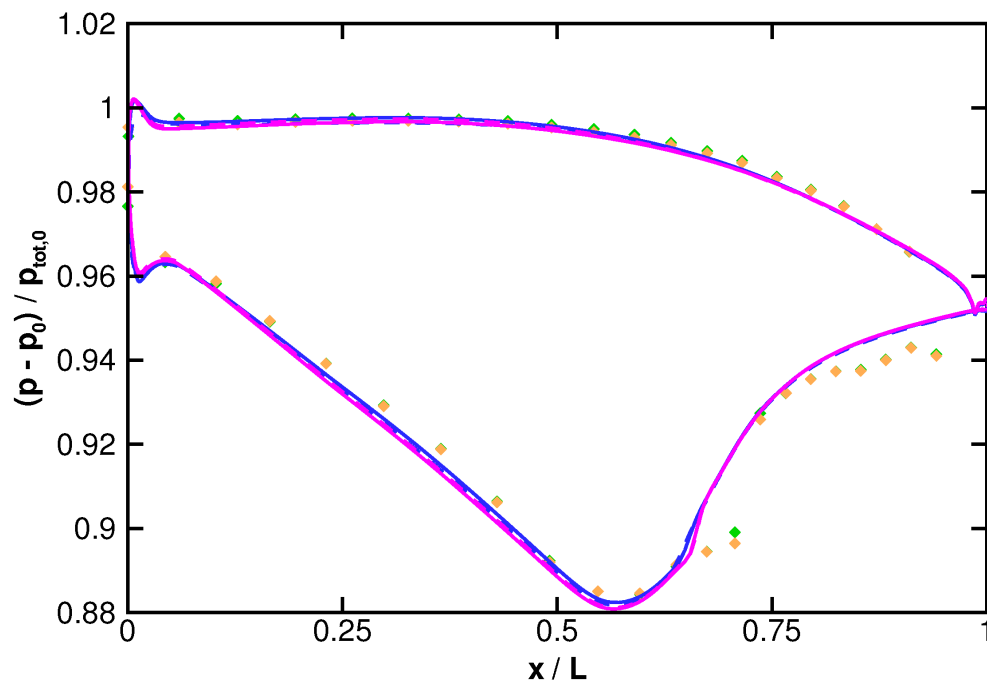


Abb. 5.9: Druckverlauf entlang der Druck- und Saugseite des Stators 2 für das TRT Modell

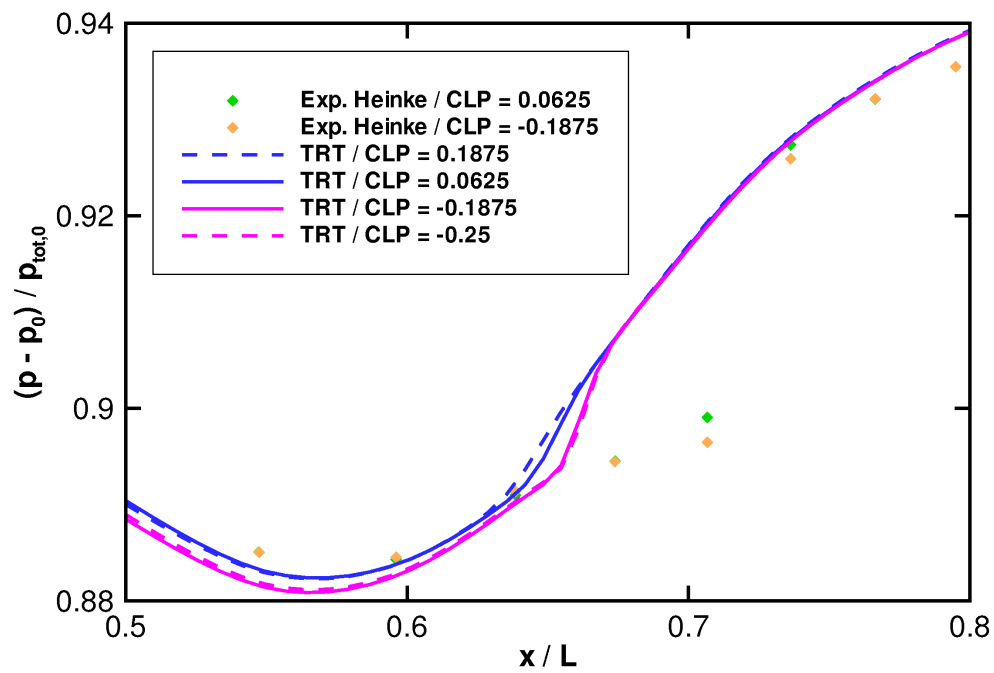


Abb. 5.10: Vergrößerter Ausschnitt des Druckverlaufs an der Saugseite (TRT Modell)

$CLP = -0,25$  der größte Einfluss der Blase auf den Druckverlauf vorhergesagt. Dieser Einfluss ist aber generell sehr schwach und die Ablöseblase liegt zu weit stromauf.

In Abb. 5.11 ist der Reibungsbeiwert

$$c_{f0} = \frac{\tau_w}{\frac{\rho}{2} u_0^2}, \quad (5.3)$$

der auf die Anströmgeschwindigkeit  $u_0$  bezogen wird, entlang der S2-Druckseite für das TLV Modell aufgetragen. Die Verläufe zeigen einen Reibungsbeiwert, der fast über die gesamte Lauflänge leicht ansteigend ist. Als experimenteller Vergleichswert wird die bezogene Spannung der Oberflächenheißfilme (OHF)  $(E - E_0)/E_0$  herangezogen, die in Abb. 5.12 dargestellt ist. Die Werte  $c_{f0}$  und  $(E - E_0)/E_0$  lassen sich dabei nur qualitativ vergleichen. Das OHF-Signal zeigt den gleichen Anstieg über weite Bereiche der Druckseite. Der Anstieg im Reibungsbeiwert lässt sich hier nicht, wie bei der ebenen Platte ohne Druckgradient, als transitionaler Bereich festmachen. Vielmehr schlägt die druckseitige Grenzschicht direkt hinter der Vorderkante um. Der langgezogene Beschleunigungsbereich bis zur Hinterkante führt dann zu einer stetigen Verringerung der Grenzschichtdicke, die den zu beobachtenden Anstieg der Wandschubspannung nach sich zieht. Beim TLV Modell zeigen die verschiedenen Clocking-Positionen eine große Varianz im  $c_{f0}$ -Verlauf, der sich im OHF-Signal nicht wiederfinden lässt. Die Verläufe des Reibungsbeiwerts des TRT Modells (Abb. 5.13) zeigen fast keine Abhängigkeit von der Clocking-Position. Der qualitative Verlauf stimmt gut mit den experimentellen Vergleichswerte überein.

Der Reibungsbeiwert auf der S2-Saugseite für das TLV Modell (Abb. 5.14) steigt hinter der Vorderkante wegen der starken Beschleunigung der Grenzschicht an, bis das Druckminimum erreicht ist. Danach fällt der Wert bis in den negativen Bereich, woran man den Beginn der laminaren Ablöseblase erkennen kann. Hinter der Blase schwankt der Reibungsbeiwert um die Nulllinie, was darauf hindeutet, dass die Grenzschicht nicht umschlägt oder zumindest bis zur Hinterkante transitional bleibt. Aus den entsprechenden OHF-Spannungen ergibt sich ein ähnliches Bild. Nach dem beschleunigungsbedingten Anstieg bis zum Druckminimum fällt das Signal steil ab, steigt nach der Blase aber genauso stark wieder an. Das spricht klar für ein kurzes Transitionsgebiet und eine dann turbulent gewordene Grenzschicht bis zur Hinterkante. Beim TRT Modell fällt bei den Positionen  $CLP = 0,1875$  und  $CLP = 0,0625$  auf, dass der Reibungsbeiwert keine negativen Werte annimmt und damit die Strömung nicht ablöst. Auch bei den anderen beiden Clocking-Positionen wird nur eine sehr

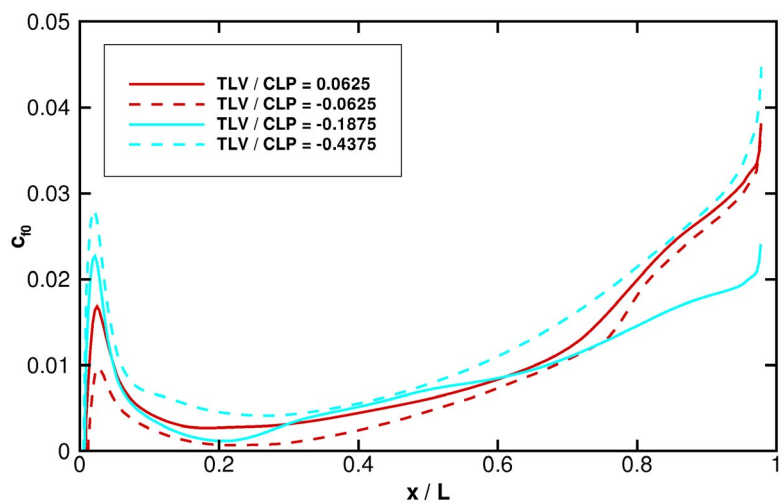


Abb. 5.11: Reibungsbeiwert  $c_{f0}$  entlang der S2-Druckseite (TLV Modell)

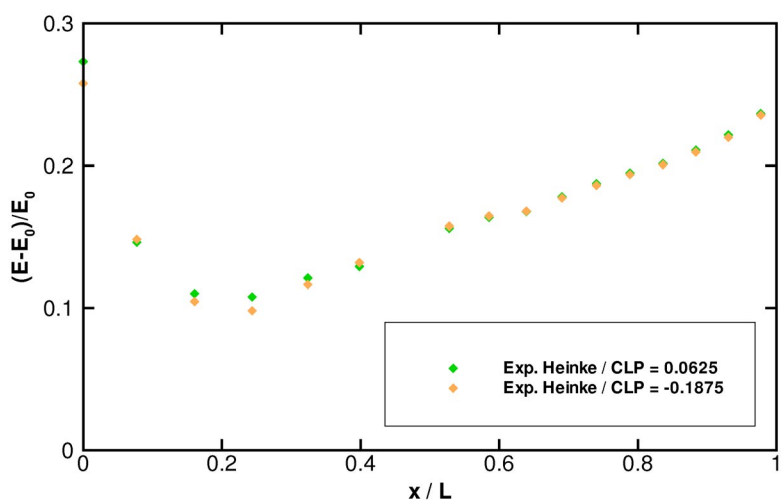


Abb. 5.12: Bezogene OHF-Spannung entlang der S2-Druckseite

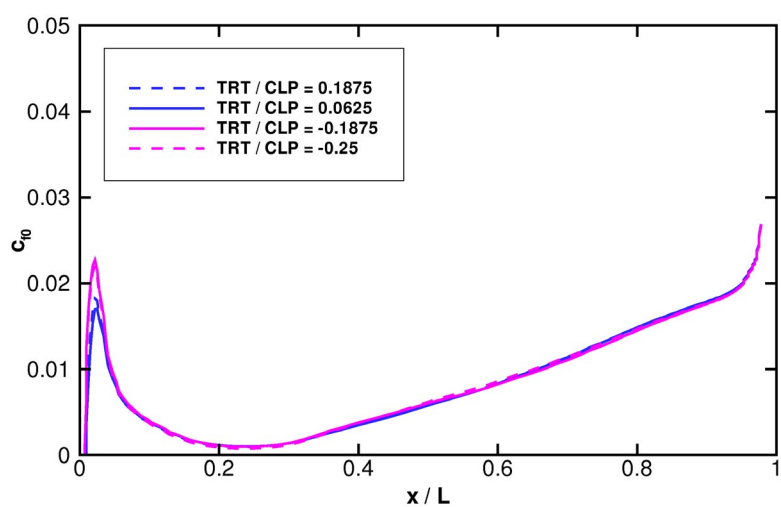


Abb. 5.13: Reibungsbeiwert  $c_{f0}$  entlang der S2-Druckseite (TRT Modell)

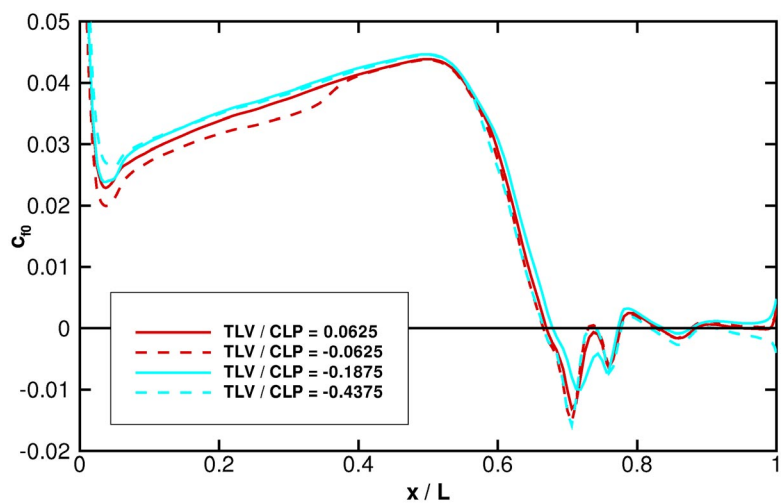


Abb. 5.14: Reibungsbeiwert  $c_{f0}$  entlang der S2-Saugseite (TLV Modell)

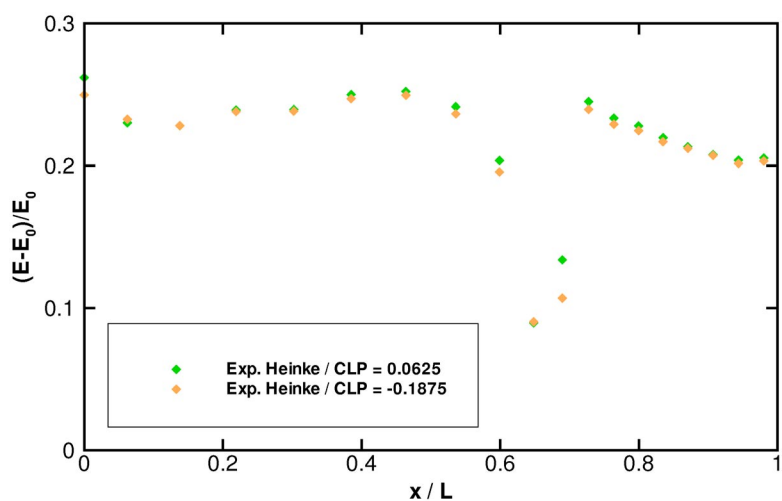


Abb. 5.15: Bezogene OHF-Spannung entlang der S2-Saugseite

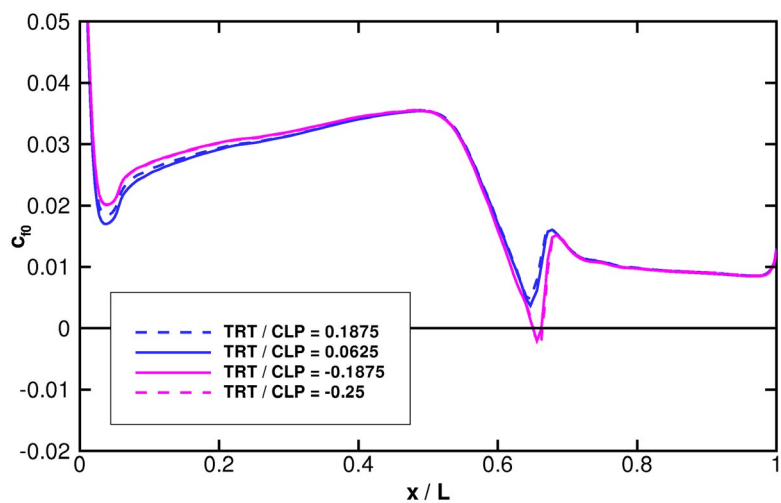


Abb. 5.16: Reibungsbeiwert  $c_{f0}$  entlang der S2-Saugseite (TRT Modell)

kurze Blase berechnet. Dieses Ergebnis spiegelt die Betrachtungen für dieses Modell zum Druckverlauf wider. Zur Hinterkante hin findet sich dann eine eindeutig turbulente, angelegte Strömung. Die mit dem TRT Modell erzielten Ergebnisse, besonders bezüglich der Ablöseblase, würden zu einer Strömung bei erhöhter Reynoldszahl passen.

Die entsprechenden Verläufe des Formfaktors sind in Abb. 5.17 bis Abb. 5.20 aufgetragen. Auf der Druckseite berechnet das TLV Modell, wie schon besprochen, eine fast über die gesamte Lauflänge turbulente Grenzschicht. Wie beim  $c_{f0}$ -Verlauf weist das Modell für die verschiedenen Clocking-Positionen erhebliche Unterschiede auf. Beim TRT Modell liegen die Verläufe dagegen bis etwa  $x/L = 0,5$  dicht zusammen. Danach steigen die Verläufe nacheinander steil an. Dieser Anstieg resultiert aus der Beschleunigung der Grenzschicht zur Hinterkante hin, die so groß ist, dass die Grenzschicht relaminarisiert. Deutlich ist auch der Trend zu sehen, dass das Modell die umgekehrte Transition bei den verlustarmen Clocking-Positionen später berechnet, da bei diesen durch den Nachlauf von Stator 1 zusätzlich Turbulenz in die Grenzschicht eingetragen wird.

Auf der Saugseite verlaufen die vom TLV Modell berechneten Formfaktoren zunächst fast waagerecht auf einem Niveau, das nicht ganz dem laminaren entspricht, aber deutlich über dem Wert einer turbulenten Grenzschicht liegt. Zur Ablöseblase hin steigen die Werte steil an. Dass die Verläufe im Bereich der Ablösung nicht über einen Wert von 4 steigen, wie bei den T3L Testfällen, liegt an der veränderten Auswerteroutine für die Grenzschichtgrößen (vgl. Kapitel 3.2.3). Hinter der Blase sinken die Verläufe schwankend auf ein recht hohes Niveau, so dass sich die bei der Beurteilung des Reibungsbeiwerts aufgestellte Vermutung bestätigt, dass die Grenzschicht nicht umschlägt. Dies zeigt sich besonders bei den verlustarmen Clocking-Positionen  $CLP = 0,0625$  und  $CLP = -0,0625$ , bei denen auch entgegen der Theorie die größere Ablöseblase berechnet wird. Die Formfaktor-Verläufe des TRT Modells auf der Saugseite spiegeln dagegen das gemessene Verhalten besser wider. Der Verlauf vor der Blase ist auf einem höheren Niveau, der Anstieg des Formfaktors ist bei den verlustreichen Positionen höher und die Werte sinken danach auf ein eindeutig turbulentes Niveau.

In Abb. 5.21 ist der Betrag der Geschwindigkeit  $\sqrt{u^2 + v^2}$  im Nachlauf des Stators 1 (Messebene 1) und des Stators 2 (Messebene 2) in Abhängigkeit der auf die Teilung  $t_m$  bezogenen  $y$ -Koordinate aufgetragen. Diese Koordinate ist so verschoben, dass die Mitte des Nachlaufs mit  $y/t_m = 0$  zusammenfällt. Das Geschwindigkeitsdefizit

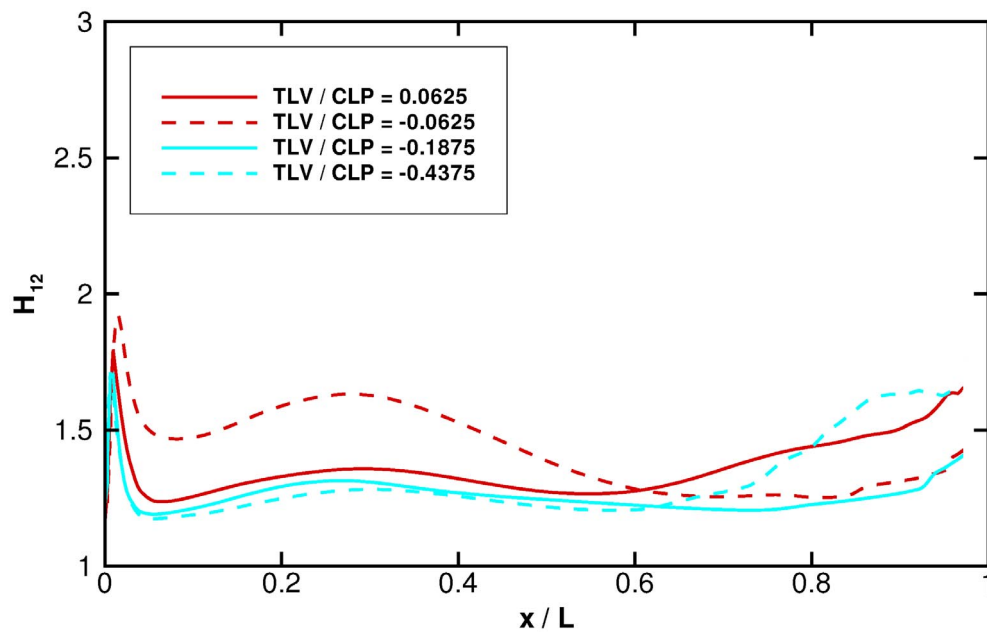


Abb. 5.17: Formfaktor  $H_{12}$  entlang der S2-Druckseite (TLV Modell)

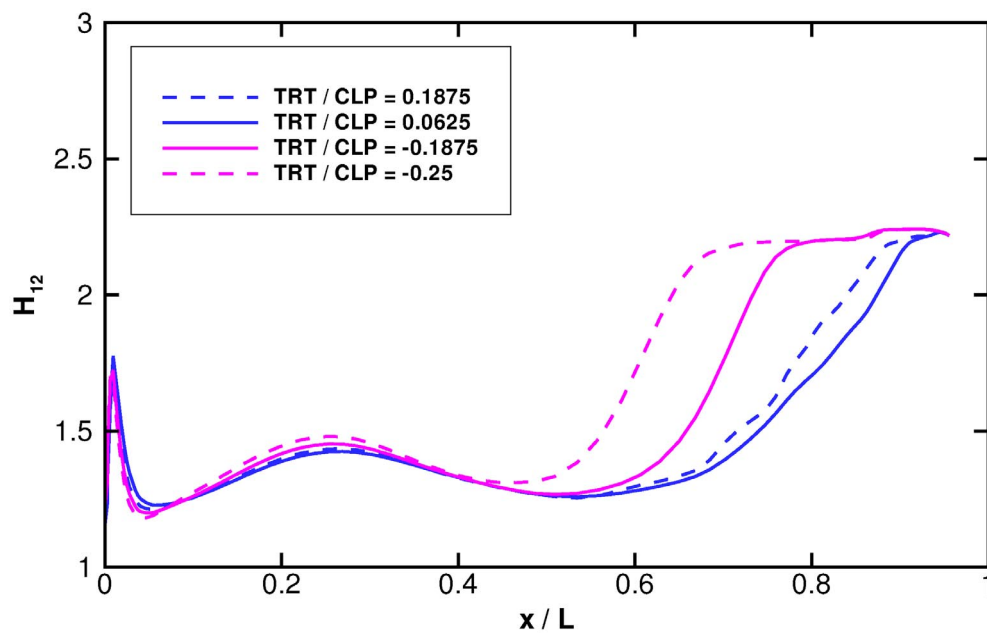


Abb. 5.18: Formfaktor  $H_{12}$  entlang der S2-Druckseite (TRT Modell)



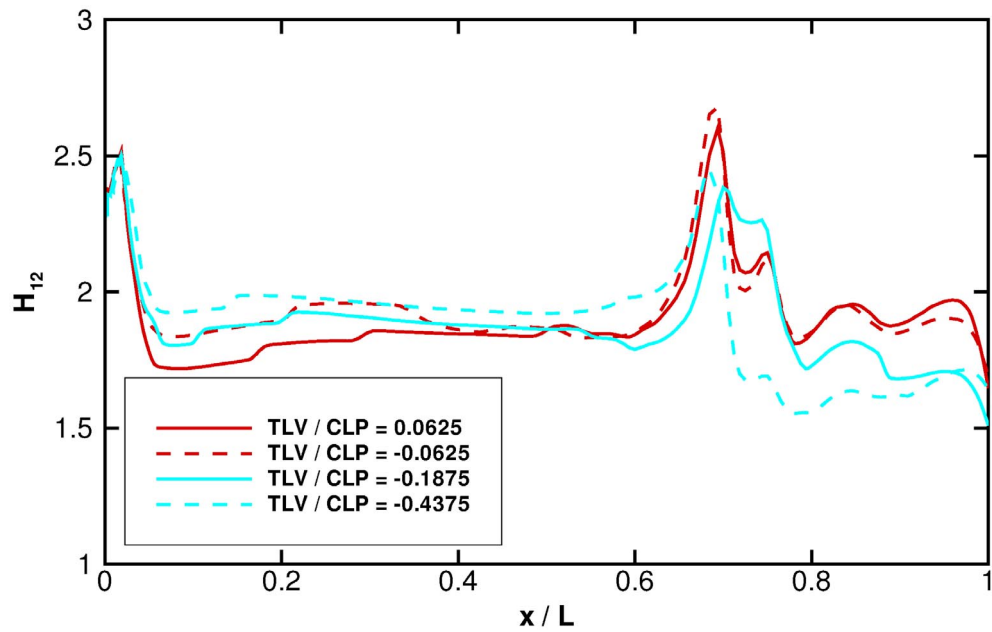


Abb. 5.19: Formfaktor  $H_{12}$  entlang der S2-Saugseite (TLV Modell)

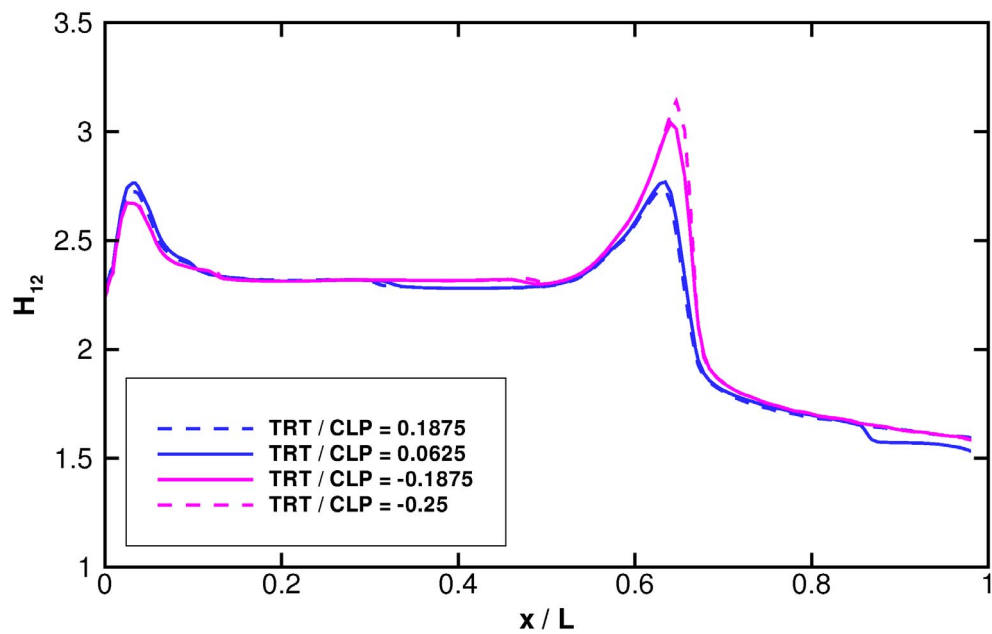


Abb. 5.20: Formfaktor  $H_{12}$  entlang der S2-Saugseite (TRT Modell)

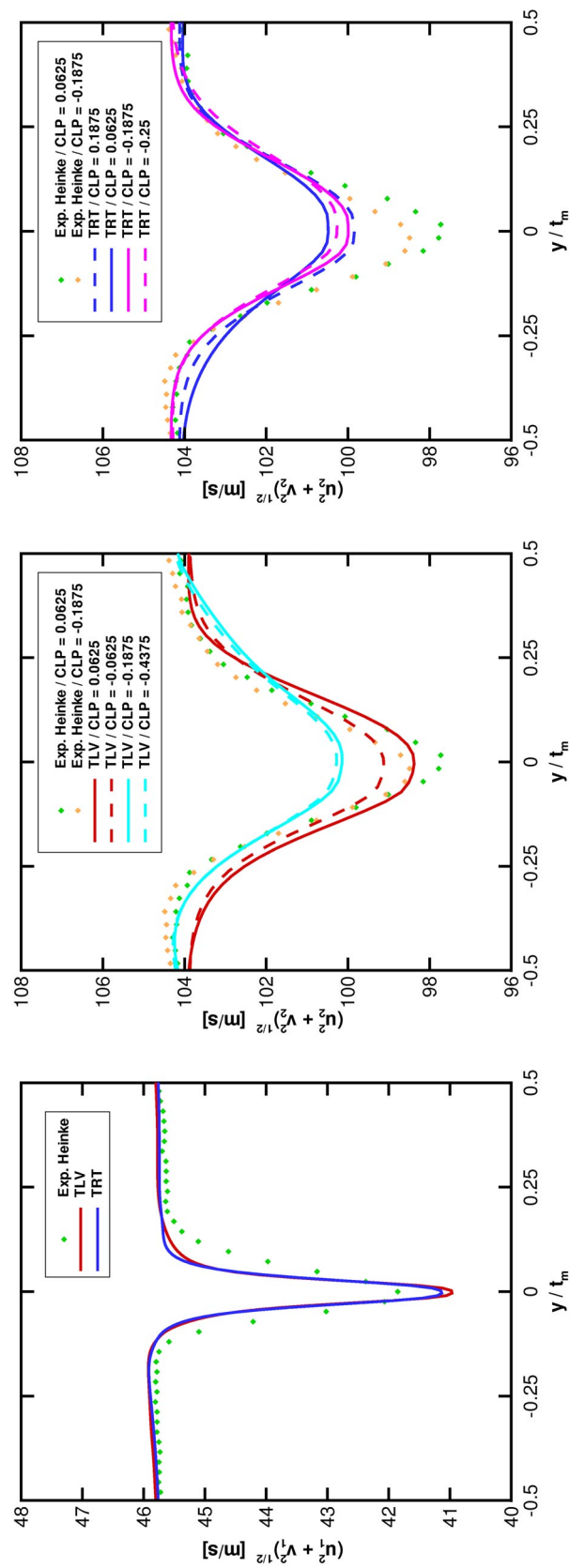


Abb. 5.21: Geschwindigkeitsverteilung im Nachlauf von Stator 1 (links) und Stator 2 (Mitte/rechts)

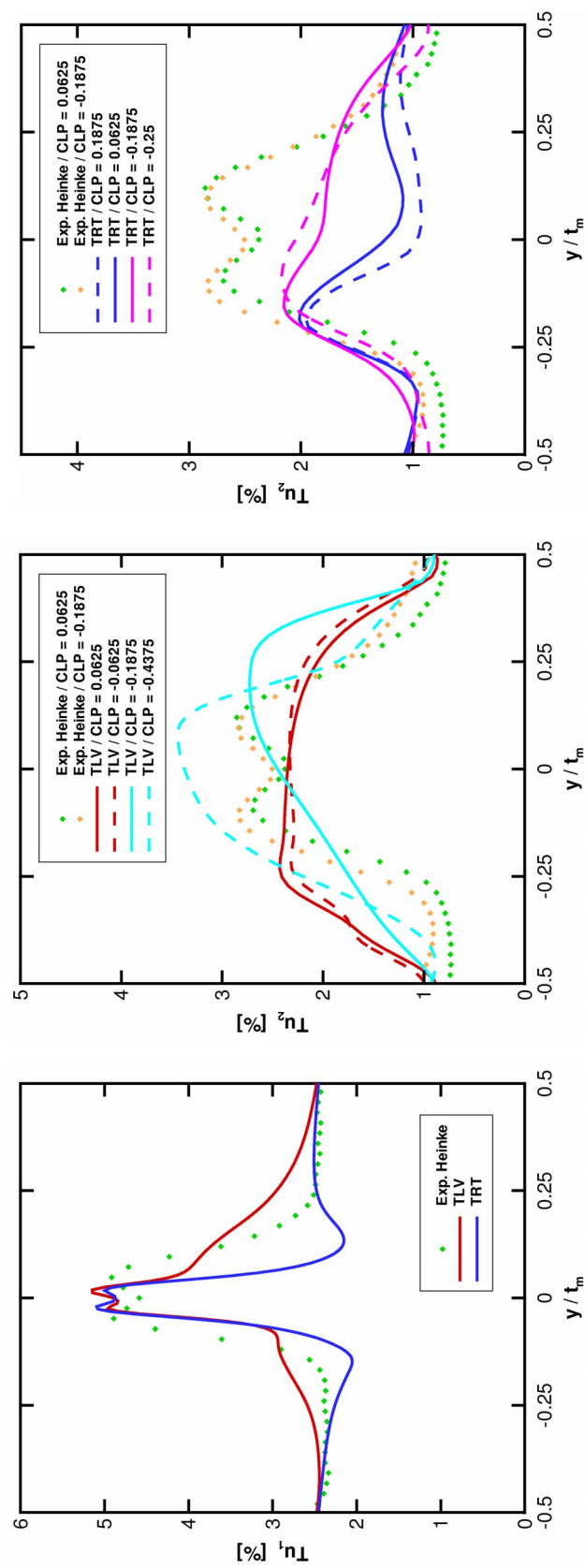


Abb. 5.22: Turbulenzgradverteilung im Nachlauf von Stator 1 (links) und Stator 2 (Mitte/rechts)

des S1-Nachlaufs wird von den beiden Modellen recht gut getroffen. Dargestellt ist für beide Modelle nur ein Verlauf, da keine Abhängigkeit von der Clocking-Position festgestellt werden konnte. Die Modelle beschreiben den Nachlauf etwas zu schmal und die minimale Geschwindigkeit in der Nachlaufmitte etwas zu niedrig.

Durch den Stator 2 wird die Strömung stark beschleunigt, so dass die Machzahl sich im Vergleich zum Eintritt mehr als verdoppelt. In der Messebene 2, die einen axialen Abstand von 60 mm zur Hinterkante des Stators 2 aufweist, zeigen die numerischen Modelle ein entgegengesetztes Bild zum Verlauf hinter dem Stator 1. Der Nachlauf wird etwas zu breit und die minimale Geschwindigkeit zu hoch berechnet. Vom TLV Modell wird die Tendenz korrekt wiedergegeben, dass bei den verlustreichen Clocking-Positionen das Geschwindigkeitsdefizit geringer ausfällt und der gesamte Verlauf geringfügig höher liegt als bei den verlustarmen CLP Werten. Beim TRT Modell sind die Unterschiede zwischen den einzelnen Clocking-Positionen geringer. Am Nachlauftrand liegen die verlustreichen Positionen auch höher. Die Tendenz bei der minimalen Geschwindigkeit wird aber nur im Vergleich der vom TRT Modell berechneten extremen Clocking-Positionen richtig wiedergegeben. Ein Grund für die zu hohe Minimalgeschwindigkeit ist in der numerischen Diffusion zu suchen. Der Abströmwinkel an der S2-Hinterkante beträgt  $60^\circ$  zur axialen Richtung. Durch die Ausrichtung der Kontrollvolumen des Blocks 10 in die  $x$ -Richtung findet der konvektive Transport durch die Zellen unter einem recht ungünstigen Winkel statt. Dies führt zu einem zusätzlichen Diffusionsprozess, der zur Aufweitung und schnellerem Ausgleich des Nachlaufs führt [19]. Die Ausrichtung der Kontrollvolumen des Blocks 10 in Richtung des Abströmwinkels hätte eine Verdoppelung der Zellen bedeutet, die wegen der beschränkten Rechnerressourcen nicht tragbar war.

Abb. 5.22 zeigt die entsprechenden Verläufe für den Turbulenzgrad in den Nachläufen. Das Grundturbulenzniveau wird von den beiden Modellen im S1-Nachlauf genauso korrekt berechnet wie die Maximalwerte. Wie schon im Geschwindigkeitsverlauf zu sehen war, wird der Nachlauf zu schmal berechnet. Bei den Verläufen des Turbulenzgrads hinter dem Stator 2 tritt wieder der zuvor beschriebene Effekt der numerischen Diffusion zu Tage. Die Verläufe werden zu breit berechnet und die ausgeprägten Maxima haben sich schon sehr ausgeglichen. Bei den experimentellen Daten sind die beiden Maxima, resultierend aus dem Abschwimmen der saugseitigen (links) und druckseitigen (rechts) Grenzschicht, gleich ausgebildet. Bei der Clocking-Position  $CLP = 0,0625$  liegt die saugseitige Turbulenzgradspitze leicht niedriger. Das spricht dafür, dass die Effekte auf der Saugseite einen weitaus höheren Beitrag zur Verlust-

produktion beitragen. Im Mittel liegt der Verlauf bei  $CLP = 0,0625$  niedriger als bei  $CLP = -0,1875$ . Diese Tatsache passt auch gut ins Bild, da eine erhöhte Turbulenzproduktion für erhöhte Verluste wegen des dissipativen Charakters der Turbulenz sorgt. Beim TLV Modell liegt das Maximum des Turbulenzgrads bei den verlustarmen Clocking-Positionen auf der Seite des Nachlaufs, die von der Saugseite des Profils stammt. Bei den verlustreichen Positionen verschiebt sich das Maximum auf die andere Seite bei gleichzeitiger Erhöhung der Intensität. Für dieses Verhalten findet sich in den Grenzschichtgrößen (vgl. Abb. 5.11 und Abb. 5.17) allerdings keine Erklärung. Vergleicht man die gestrichelt eingezeichneten Verläufe, so erkennt man den im Mittel sehr viel höheren Turbulenzgrad bei der Clocking-Position  $CLP = -0,4375$ . Dadurch erklärt sich die Lage des Verlustmaximums bei dieser Position. Beim TRT Modell lassen sich noch schwach die beiden Maxima in der Turbulenzgradverteilung erkennen. Das saugseitige Maximum liegt bei jeder Clocking-Position höher als das druckseitige. Die Verläufe der verlustreichen Clocking-Positionen liegen auch deutlich über denen der verlustarmen. Zwischen diesen Verläufen ist auf der rechten Seite allerdings eine größere Veränderung zu beobachten, ohne dass aus den Grenzschichtgrößen (vgl. Abb. 5.13 und Abb. 5.18) entscheidende Veränderungen auf der Druckseite zu beobachten wären, mit deren Hilfe die Veränderungen erklärbar wären.

Die in Abb. 5.6 dargestellten Totaldruckverluste sind nur teilweise mit den dargestellten Ergebnissen erklärbar. Beim TRT Modell korreliert das Verlustmaximum mit der Position, bei der die größte Ablöseblase berechnet wurde (vgl. Abb. 5.20). Entsprechend korreliert auch das Verlustminimum mit der Position, bei der der geringste Anstieg des Formfaktors auf der Saugseite zu beobachten ist. Die Tatsache, dass im Gegensatz zum TLV Modell die Ablöseblase teilweise verschwindet, erklärt die im Mittel niedrigeren Verluste des TRT Modells. Beim TLV Modell fällt dagegen die kürzeste Blase mit dem Verlustmaximum zusammen (vgl. Abb. 5.19). Wie oben beschrieben, können verschiedene Effekte nicht mit dem Geschehen in der Grenzschicht erklärt werden, so dass sich die Vermutung aufdrängt, dass die Verlustproduktion außerhalb der Grenzschicht eine nicht unerhebliche Rolle spielt. Besonders die Interaktion des Nachlaufs mit der laminaren Ablöseblase bedarf einer gesonderten, eingehenden Untersuchung. Die beiden Modelle wurden daraufhin entwickelt, die Transition in Grenzschichten zu berechnen. Diese Aufgabe lösen die Modelle, zumindest qualitativ, zufriedenstellend.

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel der Arbeit war die Weiterentwicklung eines inkompressiblen, zweidimensionalen Berechnungsverfahrens zur Untersuchung instationärer, reibungsbehafteter Strömungen durch den Niederdruckturbinenteil von Gasturbinen. Nach der Klärung der abzubildenden Strömungsphänomene, wie Turbulenz, die verschiedenen Transitionsformen sowie die Parameter, die auf diese Phänomene Einfluss nehmen, wurden die 2-Schichten Turbulenzmodelle TLV [75] und TRANSIC-T [67] gewählt und in den Navier-Stokes Code NS2D implementiert. Bei diesen Modellen wird das Rechenggebiet in zwei Zonen unterteilt. In Strömungsgebieten niedriger Reynoldszahlen, in der Nähe fester Wände, wird ein Eingleichungsmodell, entwickelt von Rodi et al. [62], verwendet, dass die Geschwindigkeitsfluktuationen normal zur Wand als Geschwindigkeitsmaß verwendet. Skaliert wurde das Eingleichungsmodell mit neueren DNS Daten für eine ausgebildete turbulente Kanalströmung [45] und eine turbulente Grenzschichtströmung [79]. In der Kernströmung, bei hohen Reynoldszahlen, kommt das Standard  $k - \varepsilon$  Modell zur Anwendung. Als Schalter zwischen den beiden Zonen dient das Verhältnis aus turbulenter zu molekularer Viskosität. Die Lage des laminar-turbulenten Umschlags wird bei diesen Modellen mit Hilfe von Transitionsmodellen bestimmt, die die Produktion von Turbulenz sowie die turbulente Diffusion über eine Intermittenzfunktion steuern. In transitionalen Strömungsgebieten werden diese Mechanismen gedämpft, in laminaren völlig unterdrückt. Die Transitionsmodelle berücksichtigen den Einfluss der Reynoldszahl, des Freistromturbulenzgrads und des Druckgradienten auf die Lage der Transition. Bei der räumlichen und zeitlichen Diskretisierung wurden Verfahren höherer Ordnung verwendet, um die numerischen Approximationsfehler gering zu halten. Für die Diskretisierung der konvektiven Flüsse wurde auf das SMART Verfahren [23], für die zeitliche Diskretisierung auf das vollimplizite 3-Zeitebenen Verfahren [19] zurückgegriffen. Dadurch konnte, global gesehen, eine Genauigkeit zweiter Ordnung erreicht werden.

Entwickelt wurden die 2-Schichten Modelle für die Berechnung der Bypass-Transition. Veröffentlicht sind bisher nur Anwendungen zu dieser Transitionsform an einer ebenen, scharfkantigen Platte. Die Modelle wurden zu diesem Zweck in einen Grenzschichtcode implementiert. In der vorliegenden Arbeit wurden die Modelle erstmals

in einen Navier-Stokes Code integriert und auf andere Transitionsformen angewendet, die in Turbomaschinenströmungen einen erheblichen Einfluss auf das Verlustverhalten der Schaufelgitter haben. Mit dem Vergleich der Ergebnisse für die ERCOFTAC Testfälle T3C1-5, die die Bypass-Transition an der ebenen Platte bei verschiedenen Reynoldszahlen und Freistromturbulenzgraden untersuchen, mit den Ergebnissen, die in [75] und [67] zu diesen Testfällen dargestellt sind, konnte die korrekte Implementierung der Modelle in den Code NS2D gezeigt werden. Für die Staupunktströmung um eine ebene Platte mit C4-Vorderkante wurde nachgewiesen, dass die 2-Schichten Modelle nicht die Unzulänglichkeit vieler Zweigleichungsmodelle, der Überproduktion von Turbulenz im Bereich des Staupunkts, aufweisen. Dazu wurde die Strömung mit den Modellen in der Originalformulierung und einer nach Moore und Moore [54] erweiterten Version, die die Realizability der berechneten Strömung sicherstellen soll, berechnet. Die erweiterten Modelle dämpfen die Turbulenzproduktion in Wandnähe so stark, dass das Transitionsgebiet sehr weit stromab verschoben wird. Die Modelle in der Originalformulierung berechnen den Transitionsbeginn dagegen zuverlässig.

Laminare Ablöseblasen an einer Platte mit Halbkreisvorderkante standen im Mittelpunkt der ERCOFTAC Testfälle T3L. Die Größe und Lage der Blase konnte mit den untersuchten Modellen sehr genau wiedergegeben werden. Der Einfluss der Reynoldszahl und des Turbulenzgrads wurde korrekt abgebildet. Beim instationären Testfall zur nachlaufinduzierten Transition wurde ein Experiment von Funazaki et al. [21],[22] numerisch simuliert. Die mittels eines rotierenden Speichenrads erzeugten Nachläufe wandern über eine stromab liegende, ebene Platte, der ein Druckgradient aufgeprägt wird. Bei diesem Testfall zeigten sich erstmal größere Unterschiede zwischen den Modellen. Das TLV Modell war in der Lage, die Formation der turbulenten Streifen und der beruhigten Zonen, ausgelöst durch die Interaktion des Nachlaufs mit der Platten-grenzschicht, vorherzusagen. Auch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Vorder- und der Hinterkante der Turbulenzstreifen wurde sehr zufriedenstellend beschrieben. Das TRANSIC-T Modell konnte die nachlaufspezifischen Transitionseffekte nicht wiedergeben. Als einziger instationärer Effekt wurde eine Verschiebung der Bypass-Transition abhängig vom momentanen Turbulenzgrad in der Außenströmung berechnet. Das TRANSIC-T Modell ist damit ungeeignet für die Berechnung der nachlaufinduzierten Transition. Das TLV Modell konnte dagegen mit einem einheitlichen Transitionsmodell alle untersuchten Transitionsformen gut simulieren.

Als letzter Testfall wurde die Umströmung zweier Statoren, unter Variation der relativen Umfangsposition der beiden Schaufeln zueinander, berechnet. Bei diesem Test-

fall traten die Bypass-Transition und der Umschlag über eine laminare Ablöseblase zusammen auf. Die numerische Modellierung bildet den Mittelschnitt des am Fachgebiet Turbomaschinen und Fluidantriebstechnik aufgebauten Prüfstands ab, an dem Untersuchungen zum Clocking-Effekt durchgeführt werden [30]. Bei der Stator-Stator Konfiguration sollten die stationären Effekte untersucht werden, die dem Clocking zugrunde liegen. Die Position, an der der Nachlauf des vorderen Stators in das hintere Statorgitter läuft, ändert dessen Profilverluste. Die experimentellen Untersuchungen haben gezeigt, dass das Verlustminimum bei einer Clocking-Position auftritt, bei der der Nachlauf die Vorderkante des hinteren Stators, leicht zur Saugseite hin verschoben, trifft. Das Verlustmaximum liegt bei einem deutlich zur Druckseite hin versetztem Nachlauf. Die numerischen Modelle berechneten diese Extremwerte im Verlauf des Totaldruckverlusts zwar bei anderen Positionen, können die Form des Verlaufs aber nachvollziehen. Des Weiteren sagten die Modelle eine größere Differenz zwischen Verlustmaximum und -minimum vorher. Mit den Ergebnisse zu den dargestellten Grenzschichtgrößen konnten diese Diskrepanzen nur bedingt erklärt werden. Die Transitionslage und die Größe und Lage der laminaren Ablöseblase wurde allerdings zufriedenstellend wiedergegeben. Bevor die noch ausstehende Speichenrad- und Rotorvariante berechnet wird, sollte die Interaktion des Nachlaufs mit der Ablöseblase näher untersucht werden, um die daraus resultierenden Verlustmechanismen zu beleuchten.

Insgesamt gesehen kann der Einsatz des TLV und TRANSIC-T Modells bei der Berechnung transitionaler Strömungen als sehr erfolgreich angesehen werden. Die Modelle, die für die Berechnung der Bypass-Transition in einem Grenzschichtcode entwickelt wurden, haben die Fähigkeit gezeigt, auch andere Umschlagsformen simulieren zu können. Das TRANSIC-T Modell hat lediglich bei der instationären Berechnung der nachlaufinduzierten Transition Schwächen gezeigt. Eine Weiterentwicklung des Berechnungsverfahrens scheint aber auf jeden Fall sehr lohnenswert.



## Literaturverzeichnis

- [1] ABID, R.: *Evaluation of Two-Equation Turbulence Models for Predicting Transitional Flows*. In: International Journal of Engineering Science, Vol. 31(1993)6, S. 831–840
- [2] ABU-GHANNAM, B. J.; SHAW, R.: *Natural Transition of Boundary Layers: The Effects of Turbulence, Pressure Gradient, and Flow History*. In: Journal of Mechanical Engineering Science, Vol. 22(1980)5, S.213–228
- [3] ANDERSON, J. D.: *A History of Aerodynamics*. Cambridge [u.a.]: Cambridge University Press, 1998
- [4] BARDINA, J.; FERZIGER, J. H.; REYNOLDS, W. C.: *Improved Subgrid Models for Large Eddy Simulation*. AIAA Paper 80–0825, 1980
- [5] BOUSSINESQ, J.: *Theorie de l'écoulement tourbillant*. In: Memoires presentés par diverse savants à l' academie des sciences de l'institut de France, Vol. 23, No. 46, 1877
- [6] BREITBACH, C.; STOFFEL, B.: *Computation of Wake-Induced Unsteady Flow on a Flat Plate Using Two-Layer Turbulence Models*. In: Advances in Fluid Modeling and Turbulence Measurements, Singapur: World Scientific Publishing, 2002
- [7] BURGERS, J. M.: *The Motion of a Fluid in the Boundary Layer Along a Plain Smooth Surface*. In: Proceedings of the First International Congress for Applied Mechanics, Delft, 1924, S. 113–128
- [8] CASEY, M.; WINTERGERSTE, T.: *Best Practice Guidelines*. ERCOFTAC Special Interest Group on "Quality and Trust in Industrial CFD", 2000
- [9] CHANG, K. C.; HSIEH, W. D.; CHEN, C. S.: *A Modified Low-Reynolds-Number Turbulence Model Applicable To Recirculating Flow in Pipe Expansion*. In: Journal of Fluids Engineering; Vol. 117(1995), S. 417–423

- [10] CHAPMAN, D. R.; KUHN, G. D.: *The Limiting Behaviour of Turbulence Near a Wall*. In: Journal of Fluid Mechanics, Vol. 170(1986), S. 265–292
- [11] COUPLAND, J.; BRIERLEY, D. H.: *Transition in Turbomachinery Flows*. Final report BRITE/EURAM Project AERO–CT92–0050, 1996
- [12] COUPLAND, J.: persönliche Mitteilung (1998)
- [13] DAILEY, L. D.; JENNIONS, I. K.; ORKWIS, P. D.: *Simulating Laminar–Turbulent Transition With a Low Reynolds Number  $k$ – $\varepsilon$  Turbulence Model in a Navier–Stokes Flow Solver*. AIAA Paper 94-0189, 1994
- [14] DORNEY, D. J.; SHARMA, O. P.: *A Study of Turbine Performance Increases Through Airfoil Clocking*. AIAA Paper 96-2816, 1996
- [15] DUNHAM, J.: *Prediction of Boundary Layer Transition on Turbomachinery Blades*. In: AGARD-AG-164, 1972, S. 55–71
- [16] DURBIN, P. A.; BRYSON, A. E.: *Near-Wall Turbulence Closure Modeling Without Damping Functions*. In: Theoretical and Computational Fluid Dynamics, Vol. 3(1991), S. 1–13
- [17] EMMONS, H. W.; BRYSON, A. E.: *The Laminar-Turbulent Transition in a Boundary Layer - Part I*. In: Journal of Aeronautical Sciences, Vol. 18, 1951, S. 490–498
- [18] FAN, S.; LAKSHMINARAYANA, B.: *Low-Reynolds-Number  $k$ – $\varepsilon$  Model for Unsteady Turbulent Boundary Layer Flows*. In: AIAA Journal, Vol. 31(1993)10, S. 1777–1784
- [19] FERZIGER, J. H.; PERIĆ, M.: *Computational Methods for Fluid Dynamics*. 2. Aufl., Berlin [u.a.]: Springer, 1999
- [20] FUNAZAKI, K.: *Unsteady Boundary Layers on a Flat Plate Disturbed by Periodic Wakes: Part I - Measurement of Wake-Affected Heat Transfer and Wake-Induced Transition Model*. In: Journal of Turbomachinery, Vol. 118(1996)2, S. 327–336
- [21] FUNAZAKI, K.; KITAZAWA, T.; KOIZUMI, K.; TANUMA, T.: *Studies on Wake-Disturbed Boundary Layers Under the Influence of Favorable Pressure Gradient and Free-Stream Turbulence / Part I: Experimental Setup and Discussions on Transition Model*. ASME Paper 97-GT-451, 1997

- [22] FUNAZAKI, K.; KITAZAWA, T.; KOIZUMI, K.; TANUMA, T.: *Studies on Wake-Disturbed Boundary Layers Under the Influence of Favorable Pressure Gradient and Free-Stream Turbulence / Part II: Effect of Free-Stream Turbulence*. ASME Paper 97-GT-452, 1997
- [23] GASKELL, P. H.; LAU, A. K. C.: *Curvature-Compensated Convective Transport: SMART, a New Boundedness-Preserving Transport Algorithm*. In: *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 8(1988), S. 617–641
- [24] GOSTELOW, J. P.; WALKER, G. J.; SOLOMON, W. J.; HONG, G.; MELWANI, N.: *Investigation of the Calmed Region Behind a Turbulent Spot*. In: *Journal of Turbomachinery*, Vol. 119(1997)4, S. 802–809
- [25] GREITZER, E. M.; TAN, C. S.; WISLER, D. C.; ADAMCZYK, J. J.; STRAZISAR, A. J.: *Unsteady Flows in Turbomachines: Where's the Beef?*. In: *Unsteady Flows in Aeropropulsion*, AD-Vol. 40, 1994, S. 1–11
- [26] HAAG, O.: *Fehleranalyse bei CFD Rechnungen*. Vortrag an der Technischen Universität Darmstadt, 12.07.1999
- [27] HALSTEAD, D. E.; WISLER, D. C.; OKIISHI, T. H.; WALKER, G. J.; HODSON, H. P.; SHIN, H.-W.: *Boundary Layer Development in Axial Compressors and Turbines - Part 1 of 4: Composite Picture*. ASME Paper 95-GT-461, 1995
- [28] HALSTEAD, D. E.; WISLER, D. C.; OKIISHI, T. H.; WALKER, G. J.; HODSON, H. P.; SHIN, H.-W.: *Boundary Layer Development in Axial Compressors and Turbines - Part 3 of 4: LP Turbines*. ASME Paper 95-GT-463, 1995
- [29] HEGGE ZIJNEN, B. G. VAN DER: *Measurements of the Velocity Distribution in the Boundary Layer Along a Plane Surface*. Delft, Thesis, 1924
- [30] HEINKE, W.: *Experimentelle Untersuchungen zum Clocking-Effekt an einer stationären Stator-Stator-Anordnung*. Technische Universität Darmstadt, Dissertation, 2002
- [31] HENNECKE, D. K.; WÖRRLEIN, K.: *Flugantriebe und Gasturbinen*. Technische Universität Darmstadt, Vorlesungsskript, 1999

- [32] HÖHN, W.; HEINIG, K.: *Numerical and Experimental Investigation of Unsteady Flow Interaction in a Low-Pressure Multistage Turbine*. In: Journal of Turbomachinery, Vol. 122(2000)4, S. 628–633
- [33] HOURMOUZIADIS, J.: *Aerodynamic Design of Low-Pressure Turbines*. In: AGARD Lecture Series, Vol. 167, 1989, S. 8.1–8.40
- [34] HOWELL, R. J.: *Wake-Separation Bubble Interaction in Low Reynolds Number Turbomachinery*. Cambridge University, Engineering Department, Dissertation, 1999
- [35] HOWELL, R. J.; RAMESH, O. N.; HODSON, H. P.; HARVEY, N. W.; SCHULTE, V.: *High Lift and Aft-Loaded Profiles for Low-Pressure Turbines*. In: Journal of Turbomachinery, Vol. 123(2001)2, S. 181–188
- [36] HUBER, F. W.; JOHNSON, P. D.; SHARMA, O. P.; STAUBACH, J. B.; GADDIS, S. W.: *Performance Improvements Through Indexing of Turbine Airfoils - Part 1: Experimental Investigation*. In: Journal of Turbomachinery, Vol. 118(1996)4, S. 630–635
- [37] HWANG, C. B.; LIN, C. A.: *Improved Low-Reynolds-Number  $k - \tilde{\epsilon}$  Model Based on Direct Numerical Simulation Data*. In: AIAA Journal, Vol. 36(1998)1, S. 38–43
- [38] JANICKA, J.: *Turbulenz*. Technische Universität Darmstadt, Vorlesungsskript, 1997
- [39] JONAS, P.; MAZUR, O.; URUBA, V.: *Experiments on By-Pass Boundary Layer Transition With Several Turbulence Length Scales*. IMechE Paper C557/107/99, 1999
- [40] KALFAS, A. I.: *Transition to Turbulence in the Boundary Layer of Turbomachinery Blading*. Cranfield University, Dissertation, 1994
- [41] KALFAS, A. I.; ELDER, R. L.: *Determination of the Intermittency Distribution in the Boundary Layer of a Flat Plate With  $C_4$  Leading Edge*. In: ERCOFTAC Bulletin, Vol. 24(1995)1, S. 65–67
- [42] KALFAS, A. I.; ELDER, R. L.: *Effects of Free Stream Turbulence and Leading Edge Shape on Boundary Layer Transition*. VDI-Bericht 1186, Düsseldorf: VDI Verlag, 1995

- [43] KALFAS, A. I.; ELDER, R. L.: *Effects of Free Stream Turbulence on Intermittent Boundary Layer Flows*. ASME Paper 95-GT-124, 1995
- [44] KATO, M.; LAUNDER, B. E.: *The Modelling of Turbulent Flow Around Stationary and Vibrating Square Cylinders*. 9<sup>th</sup> Symposium on Turbulent Shear Flows, Kyoto, Japan, 1993
- [45] KIM, J.; MOIN, P.; MOSER, R.: *Turbulence Statistics in Fully Developed Channel Flow at Low Reynolds Numbers*. In: Journal of Fluid Mechanics, Vol. 177(1987), S. 133–166
- [46] KOLLMANN, W.: *Advanced Turbulence Models*. University of California, Davis, Vorlesungsskript, 2001
- [47] LAKSHMINARAYANA, B.: *Fluid Dynamics and Heat Transfer of Turbomachinery*. New York: John Wiley & Sons, 1996
- [48] LAUNDER, B. E.; SPALDING, D. B.: *Lectures in Mathematical Models of Turbulence*. London [u.a.]: Academic Press, 1972
- [49] LAUNDER, B. E.; SHARMA, B. I.: *Application of the Energy-Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow Near a Spinning Disc*. In: Letters in Heat and Mass Transfer, Vol. 1(1974)2, S. 131–137
- [50] LESCHZNER, M. A.: *At the Crossroads of Turbulence Modelling and Simulation: Opportunities and Challenges*. In: Advances in Fluid Modeling and Turbulence Measurements, Singapur: World Scientific Publishing, 2002
- [51] LIEN, F. S.; CHEN, W. L.; LESCHZNER, M. A.: *Low-Reynolds-Numbers Eddy-Viscosity Modelling Based on Non-Linear Stress-Strain / Vorticity Relations*. 3<sup>rd</sup> Int. Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements, Kreta, 1996
- [52] LIEN, F. S.; DURBIN, P. A.: *Non-Linear  $k - \varepsilon - v^2$  Modelling With Application to High-Lift*. In: Proceedings of the Summer Program 1996, Center for Turbulence Research, Stanford University, 1996, S. 5–26
- [53] MAYLE, R. E.: *The Role of Laminar-Turbulent Transition in Gas Turbine Engines*. In: Journal of Turbomachinery, Vol. 113(1991)4, S. 509–537
- [54] MOORE, J. G.; MOORE, J.: *Realizability in Turbulence Modelling for Turbomachinery CFD*. ASME Paper 99-GT-24, 1999

- [55] MURAKAMI, S.: *Overview of Turbulence Models Applied in CWE-1997*. In: Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol. 74-76(1998), S. 1–24
- [56] NARASIMHA, R.: *On the Distribution of Intermittency in the Transition Region of a Boundary Layer*. In: Journal of Aeronautical Sciences, Vol. 24(1957), S. 711–712
- [57] PAPANICOLAOU, E. L.; RODI, W.: *Computation of Separated-Flow Transition Using a Two-Layer Model of Turbulence*. In: Journal of Turbomachinery, Vol. 121(1999)1, S. 78–87
- [58] PATANKAR, S. V.; SPALDING, D. B.: *A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three-Dimensional Parabolic Flows*. In: International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 15(1972), S. 1778–1806
- [59] ROACH, P. E.; BRIERLEY, D. H.: *The Influence of a Turbulent Freestream on Zero Pressure Gradient Transitional Boundary Layer Development: Part 1: Test Cases T3A and T3B*. In: 1<sup>st</sup> ERCOFTAC Workshop, 1990, Lausanne, Switzerland, Cambridge University Proceedings, 1992, S. 319–347
- [60] RODI, W.; SCHÖNUNG, B.: *Interaktives-Inverses Grenzschichtverfahren zur Berechnung von lokalen Ablöseblasen an Turbinenschaufeln*. In: Zeitschrift für Flugwissenschaften und Weltraumforschung, Vol. 11, 1987, S. 271–280
- [61] RODI, W.: *Experience With Two-Layer Models Combining the  $k - \varepsilon$  Model With a One-Equation Model Near the Wall*. AIAA Paper 91-0216, 1991
- [62] RODI, W.; MANSOUR, N. N.; MICHELASSI, V.: *One-Equation Near-Wall Turbulence Modeling With the Aid of Direct Simulation Data*. In: Journal of Fluids Engineering, Vol. 115(1993)2, S. 196–205
- [63] SAGAUT, P.: *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows*. Berlin [u.a.]: Springer, 1998
- [64] SANZ, W.; PLATZER, M. F.: *On the Calculation of Laminar Separation Bubbles Using Different Transition Models*. ASME Paper 97-GT-453, 1997
- [65] SAVILL, A. M.: *Further Progress in the Turbulence Modelling of By-pass Transition*. In: Engineering Turbulence Modelling and Experiments 2, Amsterdam [u.a.]: Elsevier Science, 1993, S. 583–592

- [66] SAWYER, R. T.: *The Modern Gas Turbine*. London: Sir Isaac Pitman & Sons, 1947
- [67] SCHIELE, R.; KAUFMANN, F.; SCHULZ, A.; WITTIG, S.: *Calculating Turbulent and Transitional Boundary-Layers With Two-Layer Models of Turbulence*. In: Engineering Turbulence Modelling and Experiments 4, Amsterdam [u.a.]: Elsevier Science, 1999, S. 543–554
- [68] SCHLICHTING, H.; GERSTEN, K.: *Grenzschicht-Theorie*. 9.Aufl., Berlin [u.a.]: Springer, 1997
- [69] SCHOBEIRI, M. T.: persönliche Mitteilung (2002)
- [70] SCHRAUB, F. A.; KLINE, S. J.: *A Study of Structure of the Turbulent Boundary Layer With and Without Longitudinal Pressure Gradients*. Rep. MD-12, Stanford University, Stanford, 1965
- [71] SCHUBAUER, G. B.; KLEBANOFF, P. S.: *Contributions on the Mechanics of Boundary Layer Transition*. NACA-TN-3489, 1955
- [72] SCHULTE, V.; HODSON, H. P.: *Unsteady Wake-Induced Boundary Layer Transition in High Lift LP Turbines*. In: Journal of Turbomachinery, Vol. 120(1998)1, S. 28–35
- [73] SCHULTE, V.; HODSON, H. P.: *Prediction of the Becalmed Region for LP Turbine Profile Design*. In: Journal of Turbomachinery, Vol. 120(1998)4, S. 839–846
- [74] SCHUMANN, U.: *Realizability of Reynolds Stress Turbulence Models*. In: Physics of Fluids, Vol. 20(1977), S. 721–725
- [75] SIEGER, K.; SCHIELE, R.; KAUFMANN, F.; WITTIG, S.; RODI, W.: *A Two-Layer Turbulence Model for the Calculation of Transitional Boundary-Layers*. In: ERCOFTAC Bulletin, Vol. 24(1995)1, S. 21–25
- [76] SINGER, B. A.: *Modeling the Transition Region*. In: AGARD Report, Vol. 793, 1994, S. 7.1–7.33
- [77] SKODA, R.: *Entwicklung eines zweidimensionalen Navier-Stokes-Verfahrens zur Modellierung von Transitionsvorgängen*. Interner Bericht des Lehrstuhls und Laboratoriums für Hydraulische Maschinen und Anlagen, Technische Universität München, 2000

- [78] SKODA, R.; SCHILLING, R.; THURSO, J.; STOFFEL, B.: *Numerical Simulation of Unsteady and Transitional Flows Pertaining to Turbine Cascades*. In: Engineering Turbulence Modelling and Experiments 5, Amsterdam [u.a.]: Elsevier Science, 2002
- [79] SPALART, P. R.: *Direct Simulation of a Turbulent Boundary Layer Up to  $Re_\theta = 1410$* . In: Journal of Fluid Mechanics, Vol. 187(1988), S. 61–98
- [80] SPURK, J. H.: *Strömungslehre: Einführung in die Theorie der Strömungen*. 3. Aufl., Berlin [u.a.]: Springer, 1993
- [81] STONE, H.: *Iterative Solution of Implicit Approximations of Multidimensional Partial Differential Equations*. In: SIAM Journal of Numerical Analysis, Vol. 5(1968)3, S. 530 – 558
- [82] TENNEKES, H.; LUMLEY, J. L.: *A First Course in Turbulence*. 15. Aufl., Cambridge [u.a.]: MIT Press, 1994
- [83] THURSO, J.: *Numerische Simulation des Grenzschichtverhaltens in Turbinengittern unter periodisch-instationären Strömungsbedingungen*. Technische Universität Darmstadt, Dissertation, 2001
- [84] TRAUPEL, W.: *Thermische Turbomaschinen - Band 1*. Berlin [u.a.]: Springer, 1958
- [85] UNGER, D.; STOFFEL, B.: *Numerical Simulation of Bypass Transition Using Low-Reynolds Number Turbulence Models*. ASME Paper FEDSM98-4848, 1998
- [86] UNGER, D.: *Numerische Simulation des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags unter Turbomaschinenbedingungen*. Technische Universität Darmstadt, Dissertation, 1999
- [87] VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W.: *An Introduction to Computational Fluid Dynamics - The Finite Volume Method*. Harlow [u.a.]: Addison Wesley Longman, 1995
- [88] VOKE, P. R.: *WWW-Server der University of Surrey*. URL [http://fluidinfo.mech.surrey.ac.uk/database/Processed\\_data/test20/](http://fluidinfo.mech.surrey.ac.uk/database/Processed_data/test20/). - Aktualisierungsdatum: 06.06.1995



- [89] WALKER, G. J.; HUGHES, J. D.; SOLOMON, W. J.: *Periodic Transition on an Axial Compressor Stator: Incidence and Clocking Effects: Part I: Experimental Data*. In: Journal of Turbomachinery, Vol. 121(1999)3, S. 398–407
- [90] WENDT, J. F. (HRSG.); ANDERSON, J. D.; DEGREGZ, G.; DICK, E.; GRUNDMANN, R.: *Computational Fluid Dynamics - An Introduction*. 2. Aufl., Berlin [u.a.]: Springer, 1996
- [91] WESTIN, K. J. A.; BOIKO, A. V.; KLINGMANN, B. G. B.; KOZLOV, V. V.; ALFREDSON, P. H.: *Experiments in a Boundary-Layer Subjected to Free Stream Turbulence*. In: Journal of Fluid Mechanics, Vol 281(1994), S. 193–218
- [92] WHITE, F. M.: *Viscous Fluid Flow*. New York [u.a.]: McGraw-Hill, 1974
- [93] WU, X.: *WWW-Server der Flow Physics & Combustion Devision der Stanford University*. URL <http://www-fpc.stanford.edu/Durbin/wu/pictures/engine.html>. - Aktualisierungsdatum: 17.07.2001
- [94] WU, X.; DURBIN, P. A.: *Boundary Layer Transition Induced by Periodic Wakes*. In: Journal of Turbomachinery, Vol. 122(2000)3, S. 442–449
- [95] *WWW-Server des Deutschen Museums Bonn*. URL <http://www.deutsches-museum-bonn.de/ausstellungen/meisterwerke/turbostrahl/default.html>. - Aktualisierungsdatum: 23.05.2000
- [96] YAKINTHOS, C.; GOULAS, A.: *The Prediction of Flow on a Flat Plate With a Circular Leading Edge Under Zero and Non-Zero Pressure Gradient*. IMechE Paper C557/142/99, 1999
- [97] ZDRAVKOVICH, M. M.: *Flow Around Circular Cyllinders - Vol. 1 : Fundamentals*. Oxford [u.a.]: Oxford University Press, 1997